PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 21 — 1. November 1938 — Redaktionsschluß für Nr. 23 am 15. November 1938 — 39. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. E. Linckh, Ein neues Verfahren zur Kurvenmessung bei Hochspannung. S. 727.

J. Stark, Zur Geschichte der Vorstellung von der Axialität der Struktur des Elektrons. S. 735.

H. Hase und H. Küstner, Der Einfluß des Wandmaterials auf die Ionisationsmessung der Röntgenstrahlen mit der Faßkammer und eine neuartige Faßkammer. S. 737.

Berichte:

H. Küstner, Zehn Jahre Erfahrungen in der Wahrung der „r"-Einheit und in der Meßgenauigkeit und der Konstanz der Eichstandgeräte. S. 743.

Besprechungen:

R. Becker, Probleme der technischen Magnetisierungskurve. S. 761.

H. Blasius, Wärmelehre, Physikalische Grundlagen vom technischen Standpunkt. S. 762.

O. v. Auwers, Magnetische und elektrische Eigenschaften des Eisens und seiner Legierungen. S. 762.

Nachrichten. S. 762.

ABHANDLUNGEN

Ein neues Verfahren zur Kurvenmessung bei Hochspannung

Von H. E. Linckh

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Die genaue Ermittlung hoher Wechselspannungen ist eine meßtechnische Aufgabe von besonderer Wichtigkeit. Zu der Schwierigkeit, ein genügend sicheres und in der Handhabung nicht zu umständliches Meßverfahren zu finden, kommt hinzu, daß es meist nicht als ausreichend angesehen werden kann, wenn nur der effektive Mittelwert gemessen wird, für dessen Anzeige die Mehrzahl der Meßgeräte gebaut ist. Man muß vielmehr fordern, daß das Meßverfahren auch Aufschluß über den Kurvenverlauf der Wechselspannung oder doch mindestens über besondere Punkte der Spannungskurve, wie z. B. über den Scheitelwert, geben soll. Am besten ist es natürlich, wenn der ganze Kurvenverlauf erfaßt wird; denn auch Frequenz und Größe der in der Spannungskurve enthaltenen Oberwellen kann bei den bei Hochspannungsversuchen zu beobachtenden physikalischen Erscheinungen von Bedeutung sein. Man hat nun freilich den Wunsch, daß die Kurvenform bei den Versuchen der Idealform der einwelligen Sinuskurve möglichst nahekommt und man bemüht sich auch, bei der Errichtung von Prüfanlagen diese Forderung nach Möglichkeit zu verwirklichen. Leider gelingt dies aber nicht immer und vor allem nicht bei allen Belastungen in ausreichendem Maße, so daß man auch bei einer guten Prüfanlage mitunter nicht um die Forderung herumkommt, die Kurvenform nachzuprüfen. Insbesondere ist es wichtig, festzustellen, ob die Abweichung der Spannungskurve von der Sinusform den für eine praktisch sinusförmige Kurve[1]) festgesetzten Wert von 5 Proz. der Grundwellenscheitelspannung einhält oder nicht.

Bekannte Meßverfahren

Die bisher bekannten Verfahren, die zur Lösung dieser meßtechnischen Aufgabe in Frage kommen, kann man in zwei Gruppen unterteilen, die Verfahren zur Scheitelwertmessung und die oszillographischen Meßverfahren. Es ist nicht der Zweck dieses Aufsatzes, hier sämtliche Verfahren erschöpfend zu behandeln, es sollen vielmehr nur einige der wichtigsten kurz erwähnt werden.

Eine besondere Stellung nimmt unter den Scheitelwertverfahren die Messung mit der Kugelfunkenstrecke[2]) ein, die bei der Messung von Höchstspannungen fast allein verwendet wird. Wie neuere Messungen[3]) zeigen, kann bei sorgfältigem Aufbau die nicht in allen Fällen befriedigende Meßgenauigkeit verbessert werden. Ein grundsätzlicher Nachteil der Kugelfunkenstreckenmessung ist der, daß es sich dabei um keine stetige Ausschlagsmethode handelt und daß zur Messung jeweils ein Überschlag vorgenommen werden muß, der gegebenenfalls eine zusätzliche Beanspruchung des Prüflings durch Wanderwellen hervorrufen kann.

1) Siehe R. E. M. VDE. 0530/1934, § 14.

2) Siehe VDE. 0430/1926, Regeln für Spannungsmessungen mit der Kugelfunkenstrecke in Luft.

3) L. Binder u. W. Hörcher, ETZ. **59**, 161, 1938.

Diesen Mangel vermeidet das Scheitelwertmeßverfahren nach Häfely[1]), bei dem der Integralwert des Ladestromes eines Hochspannungskondensators mit Hilfe von Elektronenröhren in Verbindung mit einem Drehspulmeßgerät gemessen wird. Die Kapazität des Hochspannungskondensators muß dabei bekannt und gegenüber der Umgebung definiert sein. Das Verfahren versagt in den allerdings seltenen Fällen, bei denen die Spannungskurve innerhalb einer Halbwelle zwei oder mehr Maxima aufweist. Ferner kann beim Auftreten von Gleitfunken oder Überschlägen gleichfalls eine Fehlanzeige auftreten.

Als ein neues Verfahren kommt schließlich noch die Scheitelwertmessung mit Gasentladungsröhre[2]) in Verbindung mit einem Spannungswandler oder mit einem Hochspannungsteiler in Frage. Befriedigende Versuche mit diesem Verfahren, auf die jedoch hier nicht näher eingegangen werden soll, wurden vom Verfasser durchgeführt. Das Verfahren besitzt gegenüber dem Häfely-Verfahren den Vorteil, daß es bei allen Kurvenformen richtig ist. Es gestattet jedoch nur eine punktweise Ermittlung der Spannung, da es ebenfalls keine stetige Ausschlagmethode ist. Eine Beeinflussung des Prüflings wie bei der Kugelfunkenstrecke kann jedoch nicht auftreten. Dagegen ist bei Gleitfunken oder Überschlägen eine Fehlanzeige möglich.

Bei der zweiten Gruppe der oszillographischen Verfahren ist, wenn man von der Verwendung des Schleifenoszillographen in Verbindung mit einem Meßwandler absieht, vor allem das von Schering und Burmester[3]) angegebene Meßverfahren zu nennen, das einen kapazitiven Hochspannungsteiler verwendet, bei dem parallel zum Niederspannungskondensator die Oberspannungsseite eines Hochspannungswandlers angeschlossen ist, an dessen Niederspannungswicklung die Meßschleife des Oszillographen liegt. Dadurch wird erreicht, daß der Eingangswiderstand des Meßwandlers gegenüber dem kapazitiven Widerstand des Meßkondensators genügend hoch ist, so daß die zu messende Hochspannung kurvengetreu abgebildet wird.

Auch in Verbindung mit einer Braunschen Röhre als Registriergerät wurde die kapazitive Teilung mit Erfolg von Vieweg und Pfestorf[4]) verwendet. Durch ein parallel zum Niederspannungskondensator geschaltetes statisches Voltmeter kann dabei gleichzeitig bei bekanntem Teilerverhältnis der Effektivwert der Spannung gemessen werden.

Alle diese bekannten oszillographischen Meßverfahren bedingen jedoch eine zeichnerische Auswertung der oszillographischen Aufnahme und lassen den Scheitelwert bzw. den Kurvenverlauf nicht unmittelbar aus dem oszillographischen Bild mit der erforderlichen Genauigkeit entnehmen. Man kann nun, wie bei der Kurvenformmessung elektrischer Maschinen[1]) gezeigt wurde (Abb. 1), dadurch, daß man statt der gesamten Spannungskurve nur ihre Abweichung von der Sinusform, also die Oberwellenkurve allein darstellt, eine wesentlich vergrößerte Meßgenauigkeit erzielen. Das Verfahren ist, wenn ein Spannungswandler zur Verfügung steht, auch für Hochspannung anwendbar, es bedingt jedoch ebenfalls noch die oszillographische Registrierung mit einem teuren Schleifenoszillographen, wobei gleichzeitig die Gesamtspannung mit aufgenommen werden muß. Es war daher das Ziel der nachstehend beschriebenen Meßanordnung, ein einfaches Meßverfahren zu schaffen, das nicht an einen teuren und beim Auftreten von Überschlägen gefährdeten Spannungswandler gebunden, sondern das auch für Höchstspannung verwendbar ist und das an Stelle der Registrierung mit dem Schleifenoszillographen eine einfache Darstellung mit Hilfe der in neuerer Zeit zu einem zuverlässigen, handlichen und preiswerten Meßgerät entwickelten Braunschen Röhre[2]) ermöglicht.

Aufbau und Wirkungsweise des neuen Verfahrens

Der Grundgedanke der Anordnung besteht wie bei der Schaltung (Abb. 1) zur Kurvenformmessung bei Niederspannung darin, daß mit Hilfe eines Resonanzkreises mit Vorwiderstand

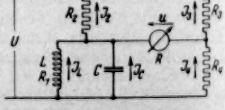


Abb. 1. Schaltung zur Kurvenformmessung bei Niederspannung.

eine sinusförmige Vergleichsspannung hergestellt wird, gegen die die Grundwelle der zu messenden Spannung kompensiert werden kann. Die einfache Brückenschaltung der Abb. 1, bei der der

1) ETZ. **50**, 95, 1929.
2) H. E. Linckh, Physik. Zeitschr. **38**, 109, 1937.
3) Zeitschr. Instr.kde. **44**, 97, 1924.
4) ETZ. **53**, 913, 1932.

1) H. E. Linckh, Physik. Zeitschr. **38**, 105, 1937.
2) Pieplow, VDE.-Fachber. 1938, S. 92.

Resonanzzweig unmittelbar an die zu messende Spannung gelegt wird, ist jedoch für Hochspannungsmessungen nicht geeignet. Sorgt man aber dafür, daß die sinusförmige Vergleichsspannung des Resonanzkreises in Größe und Phase gleich der an einem Hochspannungsteiler abgegriffenen Grundwellenteilspannung der zu messenden Hochspannungskurve eingeregelt werden kann, so kann zur Speisung des Resonanzzweiges eine Niederspannungsquelle herangezogen werden, die lediglich gleiche Frequenz wie die zu messende Hochspannung haben muß. Der grundsätzliche Aufbau der Schaltung ist in Abb. 2

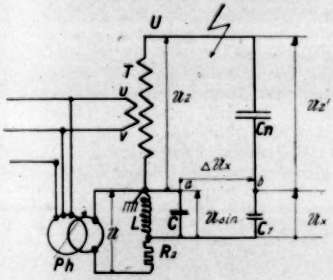


Abb. 2. Grundschaltung mit Phasenschieber. T = Prüftransformator. Ph = Phasenschieber. CN = Hochspannungskondensator des kap. Teilers. C_1 = Niederspannungskondensator des kap. Teilers. L, C = Resonanzkreis. R_2 = Vorwiderstand.

wiedergegeben. Der Resonanzkreis C, L mit Vorwiderstand R_2 wird über einen Phasenschieber Ph von der Niederspannungsquelle des zu untersuchenden Hochspannungsprüftransformators T gespeist. Als Hochspannungsteiler wird ein aus dem Hochspannungskondensator C_N und dem Niederspannungskondensator C_1 bestehender kapazitiver Teiler verwendet. Die Vergleichsspannung U sin des Resonanzkreises wird durch Regeln des Phasenschiebers Ph und des Vorwiderstandes R_2 in Größe und Phase so eingestellt, daß sie die Grundwelle der zu messenden Spannung U_x am Kondensator C_1 kompensiert. Zwischen den Punkten a und b ist die Grundwellenspannung dann Null und nur noch die Summe ΔU_x der Oberwellenspannungen vorhanden. Um eine Braunsche Röhre als Meßgerät verwenden zu können, ist die Schaltung so eingerichtet, daß der Punkt a des Nullzweiges Erdpotential besitzt, daß also die eine Ablenkplatte der Braunschen Röhre geerdet ist. Da der Stromverbrauch der Braunschen Röhre vernachlässigbar klein ist gegenüber dem Stromverbrauch des kapazitiven Teilers, so ergibt sich die Oberwelligkeit in einfacher Weise als das Verhältnis der Oberwellenspannung ΔU_x zu der sinusförmigen Vergleichsspannung U sin. Es ist die Oberwelligkeit ε in Prozent:

$$\varepsilon = \frac{\Delta U_x}{U \sin} \cdot 100 \text{ v. H.},$$

wobei unter U sin die Scheitelspannung am Resonanzkreis verstanden wird.

An dem kapazitiven Teiler liegt nun aber nicht unmittelbar die zu messende Hochspannung, sondern, wie sich aus der Abb. 2 ergibt, die Summe der zu messenden Spannung U_2 und der Vergleichsspannung U sin. Da jedoch die Spannung U sin sehr klein ist gegenüber der zu messenden Hochspannung U_2 wird die Kurvenform am kapazitiven Teiler genügend genau mit der zu messenden Hochspannung übereinstimmen. Hierzu sei folgende Betrachtung angestellt:

Allgemein gilt mit den Bezeichnungen der Abb. 2 für eine beliebige Kurvenform:

$U_2 + U \sin = U_2' + U_x$ und bei Kompensation der Grundwelle:

$$\frac{U_x}{U_2'} = \frac{C_N}{C_1} \approx \frac{U \sin}{U_2}.$$

Betrachtet man die Oberwellen (Index n) allein, so gilt

$$U_{2n} = U_{2n}' + U_{xn},$$

$$\frac{U_{xn}}{U_{2n}'} = \frac{C_N}{C_1},$$

daraus ergibt sich

$$\frac{U_{2n}}{U_{2n}'} = 1 + \frac{C_n}{C_1} \approx 1 + \frac{U \sin}{U_2}.$$

Die Oberwelligkeit ε wird also um den Betrag $\frac{U \sin}{U_2} \cdot \varepsilon$ zu klein gemessen. Für $\varepsilon = 5$ Proz., $U_2 = 100$ kV und U sin $= 200$ V ergibt sich der vernachlässigbare Fehler $\frac{U \sin}{U_2} \cdot \varepsilon = 0{,}01$ Proz.

Aufzeichnung der Oberwellen mit der Braunschen Röhre in Abhängigkeit von der Grundwelle

Bei der üblichen Darstellung der Meßgröße in Abhängigkeit einer möglichst linearen Zeitablenkung kann man die Zuordnung der einzelnen Oberwellen zu den entsprechenden Grundwellenwerten nicht erkennen, falls man nicht, z. B. durch einen Doppelstrahloszillographen, die Grundwellenspannung gleichzeitig mit auf dem Leuchtschirm abbildet. Man kommt jedoch

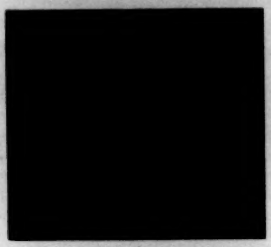


Abb. 3a. Oberwellen-Oszillogramm. Betrieb mit Netz 94 kV.

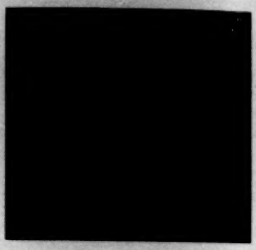


Abb. 3b. Oberwellen-Oszillogramm. Betrieb mit Maschine 81 kV.

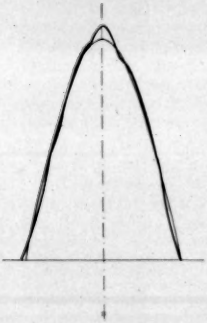


Abb. 4a. Gesamtspannungs-Oszillogramm. Zu Abb. 3a.

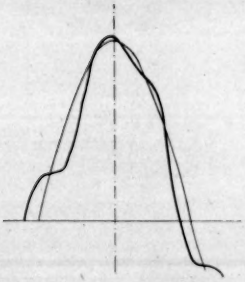


Abb. 4b. Gesamtspannungs-Oszillogramm. Zu Abb. 3b.

zu einer einfachen und vorteilhaften Lösung, wenn man auf die Zeitablenkung verzichtet und an ihrer Stelle die Grundwellenspannung zur Ablenkung in der waagerechten Achse verwendet. Zur Erklärung der hierbei entstehenden Lissayousschen Figur sei zunächst der einfache Fall angenommen[1]), daß an beide Ablenkplattenpaare nur Spannungen von Grundwellenfrequenz angelegt werden. Werden Spannungen solcher Größe angelegt, daß die Ablenkung des Strahles in beiden Achsen gleich groß ist, so erhält man bei Phasengleichheit der Spannungen eine unter 45° verlaufende Gerade, bei aufeinander senkrecht stehenden Spannungen einen Kreis. Sind die Ablenkungen in beiden Achsen nicht gleich groß, so ändert sich bei Phasengleichheit der Neigungswinkel der Geraden, während bei aufeinander senkrecht stehenden Spannungen der Kreis sich in eine Ellipse mit senkrecht stehenden Achsen verwandelt. Bei beliebiger Phasenlage der Spannungen zueinander erhält man schließlich Ellipsen mit schräg stehenden Achsen. Ist nun die Oberwellenmeßanordnung noch nicht so abgeglichen, daß im Nullzweig die Grundwellenspannung völlig kompensiert ist, so wird ebenfalls im allgemeinen Fall eine Ellipse entstehen, der jedoch in senkrechter Richtung die Oberwellenspannungen überlagert sind. Durch die Phasenabstimmung des Resonanzkreises kann diese Grundwellenellipse zunächst in eine schräg liegende Gerade verwandelt werden, der wieder die Oberwellen überlagert sind. Ist auch die Amplitudenabstimmung am Widerstand richtig erfolgt, so muß diese Grundliniengerade waagerecht liegen. Die Größe der Oberwellenamplitude an den Enden des dargestellten Diagramms entspricht dann der Abweichung des wirklichen Scheitelwertes vom Grundwellenscheitelwert. Aber auch eine Kurvenformabweichung an beliebiger Stelle der Grundwelle läßt sich ohne weiteres feststellen,

1) Siehe auch A. T. M. I 834–15.

da die Ablenkung in waagerechter Richtung der Grundwellenspannung verhältnisgleich ist. Die Grundwellenspannung Null ist dabei im Mittelpunkt des Diagramms. Als Beispiel sind in den Abb. 3a und 3b zwei verschiedene derartige Oberwellenoszillogramme wiedergegeben. Untersucht wurde eine Prüfanlage von 150 kV Nennspannung, und zwar ist das Oberwellenoszillogramm Abb. 3a bei Betrieb des Transformators mit dem Netz bei einer Spannung von 94 kV, das Oberwellenoszillogramm Abb. 3b beim Betrieb des Transformators mit einer älteren Maschine mit ungünstiger Kurvenform bei einer Spannung von 81 kV aufgenommen. In den Abb. 4a und 4b sind zum Vergleich die zugehörigen Gesamtspannungsdiagramme in der üblichen Darstellung als Zeitdiagramm aufgezeichnet. Die Oberwellenoszillogramme lassen die wesentliche Verschiedenheit der beiden Kurvenformen erkennen. Während in dem Oszillogramm Abb. 4a die größte Oberwellenamplitude im Scheitelwert auftritt, ist die Scheitelwertänderung bei Oszillogramm Abb. 4b nur klein im Verhältnis zu den übrigen Oberwellenamplituden. Auch die Ordnungszahl der Oberwellen, die in beiden Fällen verschieden ist, kann man beurteilen. Grundsätzlich ist auch eine harmonische Analyse z. B. nach der Rungeschen Methode möglich. Man muß dabei nur beachten, daß die waagerechte Teilung nach dem Sinusverlauf der Grundwelle vorgenommen wird.

Meßgenauigkeit

Zunächst ist zu untersuchen, wieweit es möglich ist, die am Resonanzkreis auftretende Spannung, die im Vorstehenden mit U sin bezeichnet wurde, dieser angenommenen Idealform der einwelligen Sinuskurve anzunähern. Hierzu soll für die Grundwelle und für die Oberwellen berechnet werden, in welchem Maße sie gegenüber der angelegten Netzspannung U am Resonanzkreis verkleinert auftreten. Allgemein läßt sich für eine Oberwelle der Ordnungszahl n der Faktor f der Netzspannung zur Resonanzkreisspannung in der Form[1]) schreiben:

$$f = 1 + \frac{R_1 R_2}{R_1^2 + n^2\omega_0^2 L^2} + jn \cdot \omega_0 R_2 \left(C - \frac{L}{R_1^2 + n^2\omega_0^2 L^2} \right),$$

wobei R_1 und L den Widerstand und die Induktivität der Drossel, C die Kapazität, R_2 den Vorwiderstand und ω_0 die Grundwellenkreisfrequenz bedeuten. Bei Resonanzabstimmung ergibt sich für die Grundwelle:

$$f_1 = 1 + R_1 R_2 \cdot \frac{C}{L}.$$

Das Maß der Verkleinerung der Oberwellen in der Resonanzkreisspannung gegenüber der Netzspannung ergibt sich nun aus dem Verhältnis des Oberwellenfaktors f_n zu dem Grundwellenfaktor f_1:

$$\frac{f_n}{f_1} = \frac{A + R_1 R_2 + j \cdot n\omega_0 R_2 (CA - L)}{A\left(1 + \frac{C}{L} R_1 R_2\right)},$$

wobei

$$A = R_1^2 + n^2\omega_0^2 L^2$$

gesetzt ist. Für praktische Verhältnisse ist $A > R_1 R_2$ und $CA > L$, so daß man in erster Näherung schreiben kann:

$$\frac{f_n}{f_1} = \frac{1 + j \cdot n \cdot \omega_0 C \cdot R_2}{1 + \frac{C}{L} R_1 R_2}.$$

Für $C = 10\ \mu F$, $L = 1$ H, $R_1 = 37{,}4\ \Omega$, $R_2 = 2000\ \Omega$ ergibt sich demnach für $n = 3$ (dritte Harmonische) aus der Näherungsformel

$$\frac{f_3}{f_1} = \frac{1 + j \cdot 18{,}8}{1{,}75} = 10{,}7\, j + 0{,}57,$$

d. h. die dritte Oberwelle ist in der Resonanzkreisspannung um etwa eine Größenordnung gegenüber ihrem ursprünglichen Prozentsatz in der Netzspannungskurve verkleinert und gleichzeitig um annähernd 90° gedreht.

Wird daher eine Netzspannung verwendet, die praktisch sinusförmig ist, d. h. deren Oberwellensumme 5 Proz. nicht überschreitet, so beträgt die Meßgenauigkeit selbst unter ungünstigsten Umständen mindestens 0,5 Proz. Die praktisch erzielbare Meßgenauigkeit ist aber größer. Dies läßt sich am besten an dem Beispiel zeigen, daß die zu untersuchende Spannung gleichzeitig zum Speisen des Resonanzzweiges verwendet wird (vgl. Abb. 1). Die zu messenden Oberwellen und die geringen Restoberwellen des Resonanzkreises, die für jede Ordnungszahl um nahezu 90° gegeneinander verschoben sind, setzen sich dann geometrisch zusammen, so daß bei einem zu messenden Kurvenformfehler von 5 Proz. der Gesamtfehler der Oberwellenamplituden weniger als 0,05 Proz.

[1]) Vgl. H. E. Linckh, Physik. Zeitschr. **38**, 106, 1937.

beträgt[1]). Die dabei auftretende relative Winkelverschiebung der Oberwellen ist ebenfalls gering. Bei der in Abb. 2 angegebenen Schaltung wird nun, wenn ein einwandfreier Phasenschieber benutzt wird, zur Speisung des Resonanzzweiges praktisch dieselbe Spannung verwendet wie zur Speisung der Unterspannungsseite des Prüftransformators. In die Oberspannungswicklung werden daher die Oberwellen derjenigen Ordnungszahlen übertragen, die auch auf der Unterspannungsseite vorhanden sind. Die Größe und Phasenlage der Oberwellen auf der Oberspannungsseite hängt von den Eigenschaften des Prüftransformators und der Belastung ab und kann verschieden sein von der Größe und der Phasenlage der Oberwellen auf der Niederspannungsseite. Man wird nun wohl in den meisten Fällen annehmen können, daß diese Oberwellen auf der Oberspannungsseite nicht wesentlich kleiner sind als auf der Unterspannungsseite bzw. daß ihre Phasenlage nicht wesentlich verschieden ist, so daß man also ebenfalls mit einem Gesamtfehler in der Größenordnung von 0,05 Proz. rechnen darf. Es sei noch erwähnt, daß natürlich alle Oberwellen solcher Ordnungszahlen, die nur auf der Oberspannungsseite und nicht auch auf der Unterspannungsseite vorhanden sind, völlig richtig wiedergegeben werden.

Empfindlichkeit und Meßbereich

Die üblichen Braunschen Röhren haben eine Empfindlichkeit der Ablenkplatten in der Größenordnung von 0,5 mm/V. Soll eine Kurvenformabweichung von 5 Proz. gemessen werden, so erhält man bei einer Grundwellenspannung von 200 Volt einen Ausschlag von etwa 15 mm nach beiden Seiten. Bei dieser Empfindlichkeit kann im allgemeinen mit genügender Genauigkeit der Scheitelfaktor der zu untersuchenden Kurve ermittelt werden. Will man jedoch eine größere Empfindlichkeit haben, was insbesondere beim Arbeiten mit niedriger Erregung des Transformators erwünscht ist, so kann die zu messende Oberwellenspannung durch einen Röhrenverstärker vergrößert werden. Solche Verstärker sind in neuzeitlichen Braunschen Röhren meist eingebaut und geben die erforderliche gradlinige Verstärkung. Es ist hierbei, wie auch beim unmittelbaren Anschluß der Braunschen Röhre erwünscht, daß die Spannungsempfindlichkeit der gesamten Anordnung in einfacher Weise festgestellt werden kann. Da es sich bei den Messungen stets um die Feststellung des Verhältniswertes der Oberwellenspannung zur Grundwellenspannung handelt, ist es nicht erforderlich, die absolute Spannungsempfindlichkeit zu kennen, sondern es genügt, wenn man die relative Spannungsempfindlichkeit der beiden Ablenkplattenpaare einschließlich der Regelorgane ermittelt. Man erreicht dies, indem man einwellige Spannungen gleicher Frequenz und Phasenlage in beiden Ablenkrichtungen wirken läßt, die so groß sind, daß eine genügende Auslenkung des Lichtflecks der Braunschen Röhre erfolgt und von denen das Verhältnis der Amplituden bekannt ist. Auf dem Leuchtschirm erhält man dann eine schrägliegende Gerade, deren Komponente in senkrechter Richtung der Oberwellenempfindlichkeit und deren Komponente in waagrechter Richtung der Grundwellenempfindlichkeit entspricht. Durch den Resonanzkreis steht nun eine einwellige Spannung zur Verfügung, die bereits bei der Oberwellenmessung in der richtigen Größe für die waagrechte Ablenkung der Braunschen Röhre verwendet wird. Es braucht daher nur mit Hilfe eines Spannungsteilers eine Teilspannung geeigneter Größe vom Resonanzkreis abgegriffen und an Stelle der Oberwellenspannung der Braunschen Röhre zugeführt zu werden. Da es sich meist darum handelt, Oberwelligkeiten von einigen Prozenten festzustellen und die Einhaltung des Wertes 5 Proz. besonderes Interesse hat, empfiehlt es sich, das Teilverhältnis so zu wählen, daß gerade 5 Proz. der Grundwellenspannung abgegriffen werden. Die Geradlinigkeit der Ablenkung der Braunschen Röhre ist im übrigen an der Form der auf den Leuchtschirm erscheinenden Linie nachzuprüfen, so daß es genügt, die Empfindlichkeit bei einer einzigen Spannung festzustellen.

Außer der relativen Größe der Oberwellenspannung muß nun aber auch noch ihre relative Richtung zur Grundwellenspannung bekannt sein. Hierüber gibt der beschriebene Versuch ebenfalls Aufschluß. Man wird, um Umschaltungen zu vermeiden, zur Feststellung der Empfindlichkeit die mit der Anode verbundene Ablenkplatte bzw. den entsprechenden Verstärkerpunkt unverändert an dem geerdeten Punkt *a* belassen (vgl. Abb. 2 und 6) und die freie Ablenkplatte an den Spannungsteilerabgriff legen. Hierdurch liegt relativ zur waagrechten Ablenkspannung die abgegriffene Grundwellenteilspannung im umgekehrten Sinn an den senkrechten Ablenkplatten wie vorher die Oberwellenspannung ΔU_s. Ergibt sich daher z. B. eine Eichgerade, die von links unten nach rechts oben verläuft, so bedeutet im Oberwellenoszillogramm links des Mittelpunktes (positive Halbwelle) eine nach oben verlaufende Oberwelle (positive Oberwelle) eine Spannungserhöhung,

1) Vgl. hierzu die ausführlichen Berechnungen in: Physik. Zeitschr. **38**, 108, 1937.

eine nach unten verlaufende Oberwelle (negative Oberwelle) eine Spannungserniedrigung der zu messenden Kurve gegenüber der Grundwelle. Für den Diagrammteil rechts des Mittelpunktes (negative Halbwelle) kehren sich die Vorzeichen entsprechend um.

Abstimmung

Wie bei der Beschreibung der auf dem Leuchtschirm entstehenden Figur gezeigt wurde, erkennt man das Verschwinden der Grundwelle, also die richtige Abstimmung daran, daß die Oberwellen über einer waagrechten Mittellinie erscheinen, während bei noch nicht erfolgter Abstimmung die Oberwellen einer im allgemeinen Fall schrägliegenden Ellipse überlagert sind. Die Abstimmung läßt sich auf diese Weise mit in den meisten Fällen genügender Genauigkeit bewirken. Eine einfache Kontrolle der Grundwellenabstimmung ist dadurch möglich, daß z. B. in den Nullzweig a–b ein auf die Grundwellenfrequenz abgestimmtes Vibrationsgalvanometer eingeschaltet wird. Zweckmäßig wird, um die Empfindlichkeit des Vibrationsgalvanometers richtig einzustellen, vor das Galvanometer ein Kondensator der Kapazität C_2 geschaltet. Der Kondensator bewirkt zugleich, daß die Oberwellen unabhängig von der Ordnungszahl im Verhältnis $\frac{C_1}{C_2 + C_1}$ verkleinert erscheinen. Praktisch ist die Verkleinerung vernachlässigbar. So ist z. B. für $C_1 = 50000$ pF, $C_2 = 2000$ pF, was bei einer Oberwelligkeit von 5 Proz. eine Verkleinerung von nur 0,2 Proz. der Grundwelle ergibt.

Die Abstimmung der Meßanordnung ist von Änderungen der Netzspannung unabhängig. Dagegen gehen Netzfrequenzschwankungen in die Abstimmung ein. Sie bewirken eine Verstimmung, die eine Ausweitung der Nullinie zur Ellipse zur Folge hat. Dies ist aber gerade auf die Darstellung der Scheitelwertabweichung im Diagramm ohne nennenswerten Einfluß.

Messung des Absolutwertes der Grundwellenspannung

Will man über die bis jetzt behandelte Aufgabe der genauen Kurvenformmessung hinausgehend auch gleichzeitig eine genaue Messung des Absolutwertes der Spannung ausführen, so braucht man nur parallel zum Resonanzkreis einen Spannungsmesser anzuschließen. Dieser Spannungsmesser zeigt bei abgestimmter Brücke den Wert der Grundwellenspannung U sin auf der Niederspannungsseite der Brücke an. Die Grundwellenspannung auf der Hochspannungsseite ist dann das $\frac{C_1}{C_N}$ fache dieses Wertes. Das Verhältnis des kapazitiven Teilers $\frac{C_1}{C_N}$ muß also bekannt sein. Es sei ausdrücklich erwähnt, daß dagegen eine Kenntnis des Teilerverhältnisses für die Oberwellenmessung nicht erforderlich ist. Will man also gleichzeitig Spannungsmessungen ausführen, so muß man zuverlässige Kondensatoren verwenden, deren Kapazitätswerte genügend unveränderlich sind[1]). Die Größe des Verlustwinkels ist praktisch ohne Einfluß. Für die Eichung des kapazitiven Teilers genügt eine Genauigkeit von 0,1 Proz.

Der Stromverbrauch des zur Messung zu verwendenden Spannungsmessers muß möglichst klein im Verhältnis zu dem Strom im Resonanzkreis sein, damit die am Resonanzkreis liegende Spannung sinusförmig bleibt. Es ist zweckmäßig, zur Spannungsmessung Drehspulinstrumente mit Gleichrichter zu verwenden, die einen sehr hohen Widerstand besitzen. Da sie dabei stets an eine rein sinusförmige Wechselspannung angelegt werden, für die ihre Skalenteilung volle Gültigkeit hat, bestehen die sonst vielleicht vielfach berechtigten Bedenken gegen ihre Verwendung hier nicht. Auch dynamometrische und Weicheiseninstrumente sind grundsätzlich verwendbar. Durch den Stromverbrauch des Spannungsmessers ändert sich die Abstimmung der Brücke etwas. Man muß daher die Brücke stets bei angeschlossenem Spannungsmesser abstimmen. Die Braunsche Röhre dient hierbei, wie bei der Kurvenformmessung beschrieben wurde, als Nullinstrument für die Grundwelle im Nullzweig.

Hat man eine sehr große Abweichung der zu messenden Kurvenform von der Sinusform, so daß der Effektivwert der Grundwelle nicht mehr mit dem Effektivwert der zu messenden Spannungskurve gleichgesetzt werden kann, so mißt man am einfachsten mit einem statischen Niederspannungsvoltmeter die Spannung am Niederspannungskondensator C_1. Dies wird jedoch nur für Sonderfälle praktisch in Frage kommen.

Vereinfachte Gesamtschaltung

Bei richtig bemessenen Prüftransformatoren für Hochspannungsmessungen ist der Fehlwinkel zwischen Unterspannung und Oberspannung gering. Man kann daher den in Abb. 2 angeordneten Phasenschieber entbehren und die Phasenabgleichung der Grundwelle entsprechend dem vereinfachten Schaltbild der Abb. 5 durch die Abstimmelemente des Resonanzkreises bewirken. Es läßt sich zeigen, daß mit den oben

1) Vgl. W. Hohle, Physik. Zeitschr. **39**, 296, 1938.

angegebenen Werten des Resonanzzweiges z. B. eine Winkeldrehung der Grundwelle von etwa 20° bei einer Veränderung des Kondensators oder der Induktivität von 10 Proz. ihres Reso-

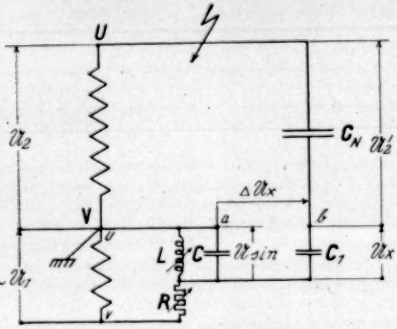


Abb. 5. Vereinfachte Grundschaltung zur Kurvenformmessung bei Hochspannung.

nanzwertes erreicht werden kann. Die Größe der Restoberwellen im Resonanzkreis wird dadurch nur unwesentlich geändert. Ferner behalten die Restoberwellen ihre Phasenverschiebung von etwa 90° gegenüber der Netzspannungskurve bei.

Für die praktische Verwendung der Schaltung werden die zur Herstellung und Abstimmung erforderlichen Teile in ein Schaltgerät zusammengebaut, dem die Spannungen des Netzes und des Spannungsteilers zugeführt werden und an das die Braunsche Röhre angeschlossen wird. In Abb. 6 ist die Gesamtschaltung zur Kurvenformmessung mit kapazitiver Teilung angegeben. Zur Braunschen Röhre führen drei Leitungen, von denen die mit A bezeichnete an die beiden zu erdenden Ablenkplatten anzuschließen ist, während mit ZP die freie Ablenkplatte für die horizontale Ablenkung (Zeitplatte) und mit MP die freie Ablenkplatte für die senkrechte Ablenkung (Meßplatte) zu verbinden ist. Auf der Niederspannungsseite des Transformators ist der aus der Drossel L und dem Kondensator C bestehende Resonanzkreis mit Vorwiderstand R angeschlossen und in der gezeichneten Weise mit der Niederspannungsseite des kapazitiven Teilers C_N/C_1 verbunden. Die Oberwellenspannung wird im Nullzweig an dem hochohmigen Teiler W_1 abgegriffen. Der Teilerwiderstand muß genügend hoch sein gegenüber dem Scheinwiderstand des Niederspannungskondensators C_1. Die Anwendung eines Ohmschen Teilers ist zweckmäßig, da sonst das Potential des Punktes b nicht bestimmt ist. Parallel zum Teiler kann das Vibrationsgalvanometer VG über den Kondensator C_2 angeschlossen werden. Die Grundwellenablenkung wird durch den Teiler W_3 geregelt. Wird ein Verstärker mit galvanischer Ankopplung benutzt, so ist ein großer Kondensator C_3 (gestrichelt gezeichnet) vor die Ablenkplatte zu schalten. Durch den Umschalter S_1 kann wahlweise zur Messung die Oberwellenspannung der Brücke oder zur Feststellung der Empfindlichkeit die am Widerstand W_2 liegende Grundwellenspannung von 5 Proz. der gesamten Grundwellenspannung an die senkrechte Meßplatte unter Verwendung des Teilers W_1 angelegt werden. Parallel zum Resonanzkreis wird das Grundwellenvoltmeter V angeschlossen. Der Umschalter S_2 gestattet es schließlich, den Resonanzkreis vom Netz abzuschalten und kurzzuschließen. An der Meßplatte MP liegt dann die Spannung des Kondensators C_1, so daß man z. B. mit Hilfe der üblichen Kippablenkung auch die zu messende Gesamtspannungskurve darstellen kann.

Die Zuleitungen von der Niederspannungsseite des Kondensators C_N zum Oberwellenmeßgerät und zum Niederspannungskondensator C_1 sind, ebenso wie die Zuleitung zu der Platte MP der Braunschen Röhre, in einer abgeschützten Leitung zu führen. Das Oberwellen-

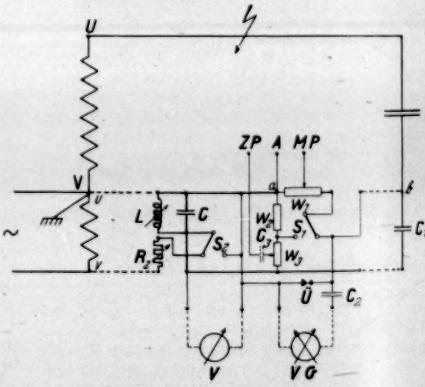


Abb. 6. Gesamtschaltung zur Kurvenformmessung bei Hochspannung. L, C = Resonanzkreis. R_v = Vorwiderstand. C_N, C_1 = Kapazitiver Hochspannungsteiler. ZP, A, MP = Anschlußklemmen der Braunschen Röhre. W_1 = Teiler für Oberwellenspannung. W_2, W_3 = Teiler für Grundwellenspannung. C_2 = Vorkondensator für das Vibrationsgalvanometer VG. C_3 = Kopplungskondensator für die Zeitablenkplatte ZP. V = Grundwellenvoltmeter. $Ü$ = Überschlagsicherung.

meßgerät selbst ist von einem geerdeten Metallgehäuse umgeben. Die Kapazität der geerdeten Leitungen muß klein sein gegenüber der Kapazität des Kondensators C_1, da sonst eine Verkleinerung der Oberwellenempfindlichkeit auftritt.

Soll das Oberwellenoszillogramm photographisch festgehalten werden, so kann man auf der gleichen Platte auch die Eichgerade mit aufnehmen und ist dann in der Lage, das Oszillogramm genau auszuwerten. Meist wird die photographische Registrierung aber nicht erforderlich sein. Um daher auch das auf dem Leuchtschirm sichtbare Bild zahlenmäßig genau erfassen zu können, bringt man auf dem Leuchtschirm eine mit senkrechten und waagrechten Teilungsstrichen versehene Cellonscheibe an und stellt die Empfindlichkeiten so ein, daß z. B. die Eichlinie bis zu den Teilstrichen ± 5 in senkrechter Richtung und bis zu den Teilstrichen ± 10 in waagrechter Richtung sich erstreckt. Die Kurvenabweichung in Prozenten und die zugehörigen Grundwellenspannung lassen sich dann bequem unmittelbar ablesen.

Zusammenfassung

Zur Kurvenformmessung bei Hochspannung wird ein neues Verfahren beschrieben, das unter Verwendung eines kapazitiven Teilers mit Hilfe eines auf die Grundwelle abgestimmten Resonanzkreises die Oberwellen auf dem Leuchtschirm einer Braunschen Röhre in Abhängigkeit von der Grundwellenspannung abzubilden gestattet. Durch Messung der am Resonanzkreis liegenden Spannung kann gleichzeitig der Grundwelleneffektivwert der Hochspannung ermittelt werden, so daß zusammen mit der Kurvenformmessung ein vollständiges Bild der Prüfspannung gewonnen wird. Da genaue Meßkondensatoren z. B. in den Preßgaskondensatoren bis zu Spannungen von 500 kV zur Zeit bereits zur Verfügung stehen, ist das Verfahren auch bei Höchstspannungen anwendbar.

Charlottenburg, den 18. August 1938.

(Eingegangen 12. September 1938)

Zur Geschichte der Vorstellung von der Axialität der Struktur des Elektrons

Von J. Stark

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

An einer anderen Stelle[1]) habe ich einen zusammenfassenden Bericht über experimentelle Untersuchungen gegeben, aus denen sich nachstehende Erkenntnisse über die Struktur des Elektrons folgern lassen: Das Elektron ist ein ringartiger Körper, in und an dem elektromagnetische Energie (Masse) und elektrische Ladung in einer Drehbewegung in bezug auf seine Figurenachse begriffen ist; infolge dieser Drehbewegung besitzt das Elektron in seiner Figurenachse ein magnetisches Moment und einen Drehimpuls (mechanisches Moment); im Wasserstoffatom liegt für den energetisch tiefsten Zustand der positive Kern im Mittelpunkt des kreiselnden Ringelektrons.

Nachdem diese Erkenntnisse aus der Erfahrung gewonnen sind, mögen angesichts ihrer grundlegenden Bedeutung literarisch tätige Verfasser darauf hinweisen, daß sie bereits längere Zeit durch theoretische Veröffentlichungen vorweggenommen seien. Darum seien hier kurz diejenigen Hypothesen gekennzeichnet, welche sich mit der Struktur des Elektrons beschäftigten und den obigen Erkenntnissen am nächsten kommen.

Bald nachdem das Elektron als ein individuelles Körperchen und als Träger einer bestimmten elektrischen Ladung erkannt war, wurden Rechnungen über sein elektromagnetisches Feld unter bestimmten Annahmen über die Form seiner Ladungsverteilung veröffentlicht. Außer der Annahme einer Kugelform des Elektrons wurden auch Formen mit ausgezeichneten Achsen (dreiachsiges Ellipsoid, Rotationsellipsoid usw.) den Rechnungen zugrunde gelegt; auch wurden Rechnungen über das magnetische Feld des Elektrons infolge einer Drehbewegung desselben durchgeführt. Indes lohnt es sich heute nicht mehr, auf diese dogmatische Literatur und die in ihr eingeführten Hypothesen zurückzukommen. Denn sie sind alle unfruchtbar hinsichtlich experimenteller Untersuchungen geblieben und kamen an die grundlegende Vorstellung einer dem Elektron eigentümlichen innerzyklischen Bewegung von elektromagnetischer Energie um ausgezeichnete Achsen nicht

1) J. Stark, Experimentelle Fortschritte der Atomforschung. F. Vieweg, Braunschweig 1938; Sonderdruck aus Zeitschr. f. d. gesamte Naturwiss., 4. Jahrg. 1938, Novemberheft.

heran. Soviel ich gefunden habe, ist diese Vorstellung zuerst von mir im Jahre 1907 veröffentlicht[1]) worden. In meiner kurzen Mitteilung wird meines Wissens dem Elektron selbst zum erstenmal die Plancksche Konstante zugeeignet und über die Struktur des Elektrons folgende Vorstellung skizziert: „Es ist darum gerechtfertigt, wenn wir diesem (Elektron) als dem elementaren Träger von Energie und elektrischer Ladung auch die universelle Konstante h_0 und damit eine elementare Zeit T_0 zueignen. Der Umstand, daß wir dem ruhenden negativen Elektron eine Eigenperiode T_0 und somit eine elementare Winkelgeschwindigkeit $w_0 = 2\pi/T_0$ zuzuschreiben haben, veranlaßt uns zu der Annahme, daß in ihm eine zyklische Bewegung zentriert ist. Wir wollen die spezielle Hypothese aufstellen, daß diese zyklische Bewegung eine kreisförmige und gleichzeitig eine geradlinige Achse hat, welche im Mittelpunkte der kreisförmigen Achse senkrecht auf deren Ebene steht."

Es ist mir nicht bekannt, daß diese Vorstellung einen anderen Physiker zu einer experimentellen Untersuchung angeregt hätte; sie ist in der Literatur meines Wissens überhaupt nicht beachtet worden. Für mich freilich hatte sie die Bedeutung, daß sie mir bei meinen experimentellen Untersuchungen in den folgenden zwei Jahrzehnten und vor allem in meinen Veröffentlichungen über die Axialität der Atomstruktur als eine meiner leitenden Vorstellungen vorschwebte und mich zur Suche nach Erscheinungen anregte, in denen sich die Axialität der Struktur des Elektrons auswirkt.

Acht Jahre später (1915) hat A. L. Parson[2]) eine spezielle Form der vorstehenden allgemeinen Vorstellung offenbar ohne Kenntnis von dieser als Grundlage einer „Magneton theory of the structure of the atom" vorgeschlagen: "The essential assumption of this theory is that the electron is itself magnetic, having in addition to its negative charge the properties of a current circuit whose radius (finally estimated to be $1{,}5 \times 10^{-9}$ cm see § 16) is less than that of the atom but of the same order of magnitude. Hence it will usually be spoken of as the magneton. It may be pictured by supposing that the unit negative charge is distributed continuously around a ring which rotates on its axis (with a peripheral velocity of the order of that of light: §§ 5, 6); and presumably the ring is exceedingly thin."

Die Hypothese Parsons vom rotierenden ringförmigen Elektron, dem ein magnetisches Moment eigentümlich ist, wurde im Jahre 1921 von A. H. Compton[1]) durch den Zusatz erweitert, daß das rotierende Elektron in seiner Figurenachse einen Drehimpuls von der Größe $h/2\pi$ besitzt: "It is interesting to notice, also, that the magnitude of the magnetic moment of an electron spinning with an angular momentum $h/2\pi$ is of the proper order to account for ferromagnetic properties, being about one-third the magnetic moment of the iron atom."

Weder Parson noch A. H. Compton haben die Hypothese vom rotierenden Ringelektron mit Drehimpuls und magnetischem Moment zur Grundlage experimenteller Untersuchungen gemacht, sondern sich auf ihre Anwendung zur theoretischen Deutung gewisser, bereits bekannter physikalischer und chemischer Erscheinungen beschränkt. Ebenfalls für den Zweck einer Theorie, nämlich derjenigen des anormalen Zeemaneffektes und der Multiplettstruktur von Spektren, wurde dann im Jahre 1925 die Parson-Comptonsche Hypothese vom Elektron mit Drehimpuls und magnetischem Moment von Uhlenbeck und Goudsmit[2]) verwendet, allerdings unter der Modifikation, daß sie dem punktförmig angenommenen Elektron sowohl einen Drehimpuls („Spin") wie die Bohrsche Umlaufbewegung im Atom zuschrieben: „n und k bleiben wie früher die Haupt- und azimutale Quantenzahl des Elektrons in seiner Bahn. R (Drehimpuls des Atomrumpfes nach Landé) aber wird man eine eigene Rotation des Elektrons zuordnen. — Das Verhältnis des magnetischen Momentes des Elektrons zum mechanischen muß für die Eigenrotation doppelt so groß sein als für die Umlaufsbewegung."

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **8**, 881, 1907.
2) A. L. Parson, Smithsonian Miscellaneous Collections, Vol. 65, Nr. 11, 1915.

1) A. H. Compton, Journ. of the Franklin Institute **192**, 145, 1921.
2) G. E. Uhlenbeck und S. Goudsmit, Die Naturwiss. **13**, 953, 1925; Nature **117**, 264, 1926.

Berlin-Charlottenburg, September 1938.

(Eingegangen 10. Oktober 1938)

Der Einfluß des Wandmaterials auf die Ionisationsmessung der Röntgenstrahlen mit der Faßkammer und eine neuartige Faßkammer

Von Hermann Hase und Hans Küstner

Schon Berg, Schwerdtfeger und Thaller (1) sowie Behnken (2) haben bei ihren Untersuchungen der Ionisationsmessung der Röntgenstrahlen mit Hilfe der Druckluftkammer im Jahre 1924 den Einfluß des Wandmaterials der Kammer auf das Ergebnis erkannt und geprüft, indem sie die Kammerwände aus verschiedenem Material herstellten. Dabei berichtet Behnken nur über Versuche mit einer einzigen Kammer bei einer einzigen Strahlenqualität. Berg, Schwerdtfeger und Thaller benutzten ebenfalls nur eine einzige Kammer, variierten aber wenigstens die Röhrenspannung von 122 bis 150 kV, wobei sie freilich dieselbe Filterung benutzten. Die genannten Autoren finden übereinstimmend eine Ionisationszunahme mit der Atomnummer des Wandmaterials und deuten diese als Elektronenemission der Wandung unter Einwirkung einer Strahlung, die an der Kammerluft gestreut wird. Indem sie nun Messungen von Berg und Ellinger (3) heranziehen, die diese über die Elektronenemission der Elemente unter Einwirkung der ungefilterten Röntgenstrahlengemische von 84, 120 und 148 kV durchführten, erhalten sie durch eine elementare Rechnung Ionisationszusätze durch das Wandmaterial, die in Tabelle I zusammengestellt sind.

Tabelle I

Ionisationszusatz durch Elektronenemission des Wandmaterials in Proz. der Primärionisation, bezogen bei (1) auf *Al*-Wand, bei (2) auf Papierwand

Autor	Druckluftkammer		kV	Filter in mm	Wandmaterial				
	Länge in cm	Durchmesser in cm			Papier	*Al*	Messing	*Zn*	*Pb*
Berg, Schwerdtfeger und Thaller (1)	20	14	122	0,51 *Cu*	—	—	—	—	5,4
			144	0,51 *Cu*	—	0,0	—	3,8	11,3
			150	0,51 *Cu*	—	—	—	—	12,6
Behnken (2)	etwa 15	7	185	0,5 *Zn* + 1 *Al*	< 0,5	—	1—5	—	6—8

Man könnte die Frage aufwerfen, ob der Ionisationszusatz nicht vielleicht auch dadurch entstehen könne, daß von den Primärelektronen, die die Röntgenstrahlen an der Luft auslösen, diejenigen, die ein vorzeitiges Ende an den Kammerwandungen finden, aus den Wandungen Sekundärelektronen herausschlagen, die nun ihrerseits die Luft ionisieren. Dabei ist aber zu bedenken, daß von der kinetischen Energie, die ein Primärelektron an die Kammerwand abgibt, nur ein Bruchteil, verteilt auf Sekundärelektronen, wieder in Erscheinung treten kann, da ein Teil aller Sekundärelektronen im Wandmaterial zurückgehalten wird und der austretende Teil Abtrennungsarbeit verloren hat. Der Trägerbildungsverlust, der durch ein vorzeitiges Ende der Primärelektronen an den Kammerwandungen entsteht, kann also niemals durch Trägerbildung solcher Sekundärelektronen gedeckt werden, die von jenen ausgelöst wurden; vielmehr endet die Bilanz stets mit einem Trägerverlust. Die Erklärung, daß der beobachtete Ionisationszusatz auf dem Umwege über Luftstreustrahlung entsteht, scheint damit sichergestellt zu sein.

Solange man sich bei der Ionisationsmessung mit einer Genauigkeit von einigen Prozenten begnügt, mögen diese Ergebnisse als ein aufschlußreicher Anhalt dienen. Da indessen die Meßgenauigkeit bei der Absolutbestimmung der Röntgeneinheit von Behnken (4) nach seinen Angaben bereits 1936 bis auf 1 Promille gesteigert worden ist, dürfte die Zuverlässigkeit obiger Methode wohl nicht mehr ausreichen. Hierfür spricht der Umstand, daß beispielsweise der Ionisationszusatz durch Messing von Behnken je nach Wahl der Bestimmungsgleichungen auf 1—5 Proz. angegeben wird. Weiterhin sind die Untersuchungen von Berg und Ellinger (3) mit ungefilterten Strahlungen durch die Messungen von Vette (5) und von Schenck (6) mit außerordentlich stark homogenisierten Strahlungen (z. B. bei 180 kV 10 mm *Cu*-Filter!) und durch die Arbeit von Hase mit monochromatischen Röntgenstrahlen völlig überholt, so daß auf Berg und Ellinger gestützte Ergebnisse nicht mehr als stichhaltig gelten können. Ferner kann es für die Ansprüche, die eine hohe Meßgenauigkeit stellt, nicht mehr als hinreichend

angesehen werden, wenn der Einfluß des Wandmaterials nur für einige wenige, in ihrer Qualität recht ähnliche Strahlungen oder gar nur für eine einzige geprüft wird. Da für Steigerung der Meßgenauigkeit die Frage des erforderlichen Durchmessers der Kammer bei Atmosphärendruck oder bei der Druckluftkammer des Luftdrucks immer mehr in den Vordergrund tritt, so erscheint es weiterhin unerläßlich, entweder den Luftdruck oder den Kammerdurchmesser zu variieren, um sich Klarheit über den Einfluß des Wandmaterials zu verschaffen. Schließlich erscheint es überhaupt prinzipiell fraglich, ob es erlaubt ist, die Untersuchung der Elektronenemission anderer Autoren für quantitative Schlüsse auf die Elektronenemission der Wandung heranzuziehen. Denn gerade in quantitativer Hinsicht spielen die Versuchsbedingungen eine wesentliche Rolle. Während nämlich bei den oben genannten Untersuchungen über Elektronenemission (3, 5, 6, 7) die Röntgenstrahlen senkrecht auf den Sekundärstrahler auffielen, trifft die längs des Primärstrahlbündels entstehende Streustrahlung die Wandungen der Faßkammer unter verschiedensten Einfallswinkeln, deren Verteilung noch dazu recht unübersichtlich ist; und nach den Untersuchungen von Espe (8) spielt der Einfallswinkel eine wichtige Rolle.

Hieraus geht hervor, daß der Einfluß der Wandung selbst bei Verwendung desselben Materials nicht allein von der Strahlenhärte, sondern auch von der Form der Faßkammer abhängen muß. Strebt man hohe Genauigkeit der Ionisationsmessung an, so dürfte rechnerische Auswertung des Wandeinflusses, wie sie die oben genannten Autoren durchführten, nicht genau genug sein, da die Dinge hierfür zu verwickelt sind. Der einzig zuverlässige Weg dürfte der sein, daß man experimentell für jede Kammer den Ionisationszusatz der Streustrahlung besonders bestimmt. Wie sich das durchführen läßt, hat Küstner (9) gezeigt. Indem er das schmale Röntgenstrahlenbündel, das die Faßkammer längs ihrer Achse durchsetzt, durch einen graphitierten Zellophanzylinder einhüllt, hält er die durch die Röntgenstrahlen an der Luft ausgelösten Primärelektronen zurück, aber nicht die Streustrahlung. Mit Hilfe einer zylindrischen Elektrode aus weitmaschigem Drahtnetz zwischen Zellophanzylinder und Faßkammerwandung wird dann nicht allein die Elektronenstrahlung der Kammerwand, sondern auch die an der Luft gestreute Strahlung gemessen. Nach Anbringen einer Korrektur für das Volumen des Cellophanzylinders fand Küstner von 60 kV + 0,6 mm *Cu* bis 195 kV + 13 mm *Cu* für eine Kammer von 70 cm ø einen Ionisationszusatz von 1,4 Proz. bzw. 1 Proz. und für eine Kammer von 50 cm ø einen solchen von 0,98 Proz. bzw. 0,60 Proz. Der Ionisationszusatz durch die Luftstreuung zeigt also nicht allein die sinngemäße Abnahme mit dem Kammerdurchmesser, sondern sogar die nach dem Comptoneffekt zu erwartende Abnahme.

In der Erkenntnis, daß eine Untersuchung der Röntgenstrahlenionisation, bei der systematisch sowohl die Strahlenhärte als auch der Kammerdurchmesser als auch das Wandmaterial der Faßkammer variiert werden, zwar nichts quantitativ, aber doch qualitativ Allgemeingültiges liefern wird, haben die Verfasser eine solche Untersuchung durchgeführt. Da auch kleine Effekte von der Größe einiger Promille so genau wie möglich bestimmt werden sollten, wurde eine Kompensationseinrichtung verwandt, wie sie König (10) benutzte. Aus einer Tutohaube, deren Doglasröhre von einer Stabilivoltanlage gespeist wurde, konnten durch Öffnen einer Bleiklappe gleichzeitig zwei Strahlenbündel austreten. In dem einen stand die Meßkammer zur Untersuchung des Effektes, in der anderen die Vergleichskammer; die Elektroden beider waren mit demselben Einfadenelektrometer verbunden, dessen Empfindlichkeit etwa 15 Skalenteile pro Volt betrug. Vor der Vergleichskammer stand eine runde Blende von 12 mm ø, außerdem aber eine spaltförmige Blende von 0,5 mm Breite und etwa 5 cm Länge. Diese letztere konnte zum Teil durch ein Stück Blei abgedeckt werden, das sich durch eine feine Justierschraube mit Trommelablesung verschieben ließ. Eine Umdrehung der zehnteiligen Trommel entsprach etwa $^1/_3$ Proz. Ionisationsunterschied. Beide Kammern lagen an Sättigungsspannungen von entgegengesetzten Vorzeichen. Die zylindrischen Meßkammern hatten stets 30 cm Länge; ihre Durchmesser betrugen 5,8 bzw. 12,4 bzw. 30 cm. Zum Vergleich ließ sich die kleinste Kammer in die mittlere und diese in die größte einsetzen. Außerdem ließ sich durch Einschieben dünner Zylinder aus graphitiertem Cellophan, aus Aluminium, aus Kupfer oder Messing sowie aus Blei das Material der Zylinderwand variieren. Die Stirnwände bestanden stets aus Aluminium, das in der Mitte Fenster aus 0,16 mm dickem graphitiertem Cellophan von etwa 5 cm ø trug. Das Strahlenbündel trat durch eine vor dem Cellophan stehende runde Blende von 12 mm ø ein und durchsetzte die Kammern längs deren Achse. Wurde das Wandmaterial oder die Kammer ausgewechselt, so hatte zwar die damit verbundene Kapazitätsänderung wegen der Kompensationsschaltung keinen Einfluß auf das Ergebnis; da aber jedesmal dabei die der Strahlenquelle abgekehrte Stirnwand herausgenommen und wieder eingesetzt

werden mußte, so waren kleine Justierfehler unvermeidlich, die sich als geringe Verlängerung oder Verkürzung des Strahlenweges in der Kammer und damit als Ionisationsänderung auswirkten. Durch Häufung der Auswechselungen und Mittelwertbildung wurden sie nach Möglichkeit herabgedrückt.

Über die benutzten Strahlengemische und ihre Halbwertschichten in mm *Cu* gibt Tabelle II Aufschluß.

Tabelle II.
Strahlungen und Halbwertschichten.

kV	Filter in mm		Halbwertschicht in mm *Cu*
50	—	—	0,04
60	—	—	0,05
70	—	2 *Al*	0,08
88	—	2 *Al*	0,112
110	0,4 *Cu*	+ 2 *Al*	0,468
120	0,5 *Cu*	+ 2 *Al*	0,592
140	1,0 *Cu*	+ 2 *Al*	1,00
160	1,3 *Cu*	+ 2 *Al*	1,30
180	2,0 *Cu*	+ 2 *Al*	1,95

In den Fig. 1–3 ist als Meßergebnis in gleichem Maßstabe für die drei Kammern die Ionisationszunahme bei verschiedenem Wandmaterial in Abhängigkeit von der Halbwertschicht dargestellt, und zwar in Prozenten der Ionisation, die die gleich große Kammer bei graphitierter Cellophanwand gibt. Man erkennt folgendes:

1. Je größer der Kammerdurchmesser ist, desto kleiner ist für ein bestimmtes Wandmaterial der Ionisationszusatz.
2. Je schweratomiger das Wandmaterial ist, desto größer ist bei einer Kammer von bestimmtem Durchmesser der Ionisationszusatz.
3. Für eine Kammer von bestimmtem Durchmesser und bestimmtem Wandmaterial steigt der Ionisationszusatz mit zunehmender Strahlenhärte zunächst steil, dann weniger steil an. Bei der Kammer von 5,8 cm ⌀ erreicht der Ionisationszusatz zunächst ein Maximum und später ein Minimum, um schließlich wieder anzusteigen. Dieser Verlauf erscheint zunächst befremdlich; indessen zeigt eine einfache Überlegung, daß es sich kaum anders verhalten kann. Nach Untersuchungen von Küstner (9) weist nämlich die Luftionisation in einer Zylinderkammer mit Cellophanwandungen von 6 cm ⌀ mit zunehmender

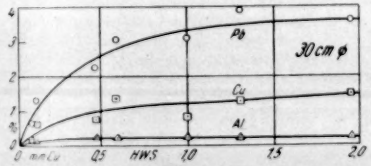


Fig. 1.

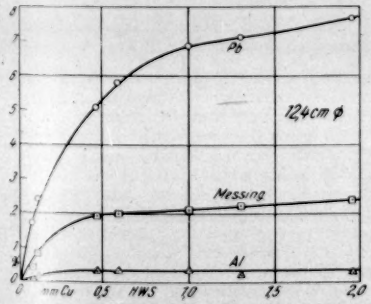


Fig. 2.

Fig. 1 und 2. Ionisationszusatz in Prozenten durch schweratomiges Wandmaterial relativ zu Cellophan für Kammern von 30 bzw. 12,4 cm ⌀ in Abhängigkeit von der HWS in *Cu*.

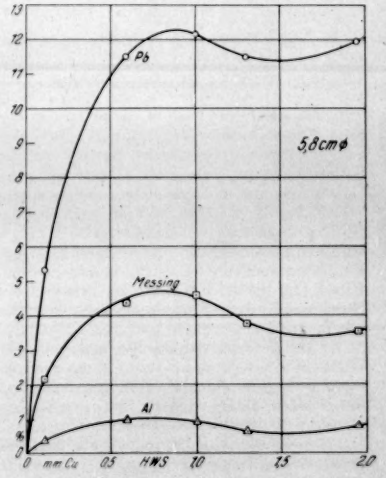


Fig. 3. Ionisationszusatz in Prozenten durch schweratomiges Wandmaterial relativ zu Cellophan für eine Kammer von 5,8 cm ⌀ in Abhängigkeit von der HWS in *Cu*.

Strahlenhärte durch das vorzeitige Ende, das bald die Photoelektronen, bald die Comptonelektronen an der Kammerwand finden, zunächst ein Minimum, dann ein Maximum auf, um schließlich monoton abzufallen. In Fig. 3 bezogen wir nun den Ionisationszusatz durch das schweratomige Wandmaterial auf die Ionisation in einer Cellophankammer von 5,8 cm ⌀; und da diese sich fast genau so verhält wie die von Küstner untersuchte Kammer von 6 cm ⌀, so muß in Fig. 3 der Ionisationszusatz dort ein Maximum zeigen, wo die Ionisation der Kammer ein Minimum hat, und ein Minimum dort, wo letztere ein Maximum aufweist. Für die größeren Kammern der Fig. 1 und 2 kann der oszillierende Verlauf deshalb nicht gefunden werden, weil sich mit zunehmendem Kammerdurchmesser die Extrema nach Küstners Beobachtungen einerseits immer mehr verflachen, andererseits in Richtung härterer Strahlungen verschieben. Für die Kammern der Fig. 1 und 2 sind daher die Extrema, soweit sie überhaupt noch innerhalb des Meßbereichs liegen, zu schwach, um bei dem dort kleinen Effekt der Wandstrahlung in Erscheinung zu treten. Daß sie sich aber in Fig. 3 so deutlich bei allen Wandmaterialien der 5,8-cm-Kammer nachweisen lassen, spricht für die überraschend hohe Meßgenauigkeit der vorliegenden Untersuchung.

In den Figuren 1—3 wurde die Ionisation in der Cellophankammer deshalb gleich 100 Proz. gesetzt, weil sich Cellophan nach Braun und Küstner (11) als vorzügliches Luftwändematerial erwiesen hat, wenn es mit dem Stift „Faber Castell 6 B" graphitiert wird[1]). Wie aus den Fig. 1—3 hervorgeht, beträgt nun der Ionisationszusatz, wenn man *Al* statt Cellophan als Wandmaterial verwendet, äußerstenfalls 1 Proz. bei der Kammer von 5,8 cm ⌀; bei der Kammer von 12,4 cm ⌀ bleibt er unter 0,4 Proz. und bei der Kammer von 30 cm ⌀ unter 0,25 Proz. Es haben nun Küstner (9) und neuerdings Block (12) bei der Untersuchung, wie groß der Durchmesser einer Faßkammer sein muß, um alle Photo- und Comptonelektronen zu erfassen, bei 11 und mehr cm ⌀ Kammern benutzt, deren Wandungen aus Papier bestanden, das zur Herstellung der Leitfähigkeit einen sehr feinen *Al*-Belag besaß. Beide Autoren bezogen die Ionisation auf diejenige in einer Kammer von 70 cm ⌀. Nach ihren Ergebnissen besteht volle Ausnutzung der gebildeten Träger nur für 50 cm ⌀ oder mehr, je nach der Härte der Strahlung. Für so große Durchmesser wird aber der Ionisationsunterschied zwischen *Al* und Cellophan noch wesentlich kleiner als 0,25 Proz. Da nun aber einerseits der *Al*-Belag des Papiers dünner war als die von Schenck (6) bestimmten Grenzdicken, so daß der Ionisationszusatz kleiner war als bei den hier vorliegenden Figuren 1—3, die für dicke *Al*-Wand gelten, und da andererseits bei Vergleich zweier Kammern großen Durchmessers nur die Differenz ihrer Zusatzionisationen eingeht, so muß bei Küstner und bei Block der Einfluß des *Al*-Papiers bei Kammern von mehr als 50 cm ⌀ so klein gewesen sein, daß er jenseits ihrer Beobachtungsmöglichkeit lag. Ihre Ergebnisse bezüglich des erforderlichen Mindestdurchmessers für volle Trägerausnutzung bleiben also im ganzen Umfange bestehen. Bei Kammern von 35, 23, 16 und 11 cm ⌀ mag ein kleiner Einfluß des *Al*-Papiers bestanden haben: der ohnehin vorhandene Ionisationsfehler dieser Kammern von zu kleinem Durchmesser mag daher um einen kleinen Betrag zu korrigieren sein, der aber kaum die Meßfehlergrenze übersteigt und schon im Hinblick auf die Unsicherheit der alsdann sehr einflußreichen Strahlenqualität ohne jede Bedeutung ist. Auf die Absolutbestimmungen der Röntgeneinheit von Küstner und von Block hat der Aluminiumbelag des Papiers keinen Einfluß, da sie hierbei den Ionisationszusatz für Luft- und Wandstrahlung durch die oben beschriebene einwandfreie Sonderbestimmung erfaßten und eliminierten.

Wir bilden nun das Verhältnis der Ionisationen in den Cellophankammern von 5,8 bzw. von 12,4 cm ⌀ zur Ionisation in der Cellophankammer von 30 cm ⌀. Die Ergebnisse zeigt Fig. 4 in Abhängigkeit von der Halbwertschicht in *Cu*.

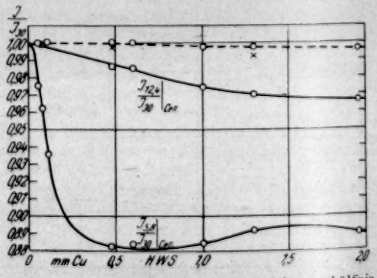


Fig. 4. Ausgezogene Kurven: Ionisationsverhältnis für Cellophankammern von 12,4 bzw. 5,8 cm ⌀ relativ zu einer solchen von 30 cm ⌀. Gestrichelte Kurve: Ionisationsverhältnis einer Kammer von 12,4 cm ⌀, deren Wandung zu 46 Proz. aus Blei und zu 54 Proz. aus Cellophan besteht, relativ zu einer Cellophankammer von 30 cm ⌀.

1) Anmerkung. Da diese Stifte neuerer Fertigung offenbar eine etwas andere Zusammensetzung aufweisen als die früheren, wurde ein Stift alter Fertigung benutzt, so daß die Eigenschaft des Luftwändematerials gewährleistet war.

Hier treten für die 5,8-cm-Kammer jenes Minimum und Maximum deutlich in Erscheinung, das Küstner (9) für Kammern zu kleinen Durchmessers fand und einwandfrei durch die Wechselwirkung zwischen Ausfall von Photo- und Comptonelektronen deutete. Daß beide Extrema hier etwas weniger ausgeprägt sind als bei seiner Cellophankammer von 6 cm ⌀, steht im Einklange mit seiner Beobachtung und Ableitung, wonach bei geringerer Filterung die Extrema weniger ausgeprägt sein müssen. Daß bei der 12,4-cm-Kammer der Trägerausfall geringer ist und das Minimum in Richtung kürzerer Wellenlängen aus dem Beobachtungsbereich herausgeschoben wird, entspricht ebenfalls seinen Ergebnissen.

Setzen wir nun die obere Kurve der Fig. 3 zu der unteren der Fig. 4 in Beziehung, so erhalten wir ein auffälliges Ergebnis. In Tabelle III

Tabelle III.

Ionisationsunterschiede Δ in Prozenten einer Ionisationskammer von 5,8 cm ⌀ aus *Pb* bzw. Cellophan und einer Cellophankammer von 30 cm ⌀.

Halbwertschicht in mm *Cu*	$\frac{J_{Pb}}{J_{\text{Cell. } 5{,}8\ \varnothing}}$ in Proz.	$\frac{J_{5{,}8\ \varnothing}}{J_{30\ \varnothing\ \text{Cell.}}}$ in Proz.	Δ in Proz.
0,1	+ 5,0	— 5,0	0,0
0,2	+ 7,5	— 9,8	— 2,3
0,3	+ 9,0	— 11,0	— 2,0
0,4	+ 10,1	— 11,5	— 1,4
0,5	+ 11,5	— 11,8	— 0,3
1,0	+ 12,1	— 11,5	+ 0,6
1,3	+ 11,5	— 10,8	+ 0,7
1,5	+ 11,4	— 10,6	+ 0,8
2,0	+ 12,0	— 11,0	+ 1,0

sind die den Kurven für beliebige Halbwertschichten entnommenen prozentischen Werte gegenübergestellt. Wie man erkennt, ist bei jeder Strahlung der Ionisationszusatz durch das Blei in der 5,8-cm-Cellophankammer etwa ebenso groß wie der Ionisationsausfall dieser Kammer gegenüber der 30-cm-Cellophankammer. Die letzte Spalte von Tabelle III gibt die Unterschiede der Prozentsätze: die ursprüngliche Härteabhängigkeit der beiden Kurven von ± 12 Proz. ist bis auf ± 2,3 Proz. herabgedrückt, wenn man die Ionisation der 5,8-cm-*Pb*-Kammer mit der 30-cm-Cellophankammer vergleicht. Dieses zunächst unerwartete Ergebnis legt die Vermutung nahe, es könnte möglich sein, den Trägerausfall, den eine Faßkammer aus Cellophan wegen ihres zu kleinen Durchmessers besitzt, gerade dadurch zu kompensieren, daß man das Wandmaterial der zu kleinen Faßkammer ganz oder auch nur zum Teil durch ein schweratomiges Material ersetzt. Inwieweit das möglich ist, soll im folgenden geprüft werden.

Nachdem sich durch genauere Vergleichsmessungen gezeigt hatte, daß Blei als Wandung einer Kammer von 5,8 cm ⌀ noch nicht ausreicht, um ihren Trägerausfall völlig zu kompensieren, wurden genauere Vergleiche zwischen den Kammern von 12,4 cm ⌀ und von 30 cm ⌀ ausgeführt. Hierfür wurden zunächst bei einer bestimmten Strahlenqualität die Ionisationen in der Cellophankammer von 30 cm ⌀, in einer Cellophankammer von 12,4 cm ⌀ und in der Bleikammer von 12,4 cm ⌀ mehrmals im Turnus verglichen, die Mittelwerte gebildet und die prozentischen Ionisationsunterschiede gegenüber der 30-cm-Kammer festgestellt. Durch Wiederholung auch für andere Strahlungen wurden die Ergebnisse der Tabelle IV erhalten. So wurde zunächst ein Überschlag erzielt, aus dem hervorgeht, daß durch die Bleiwand der Trägerausfall überkompensiert wird. Es wurde daher ein weiterer Versuch bei einigen Strahlungen durchgeführt, bei dem als erste Näherung auf Grund von Tabelle IV durch einen graphitierten Cellophan-

Tabelle IV

Ionisationsunterschiede Δ einer Kammer von 12,4 cm ⌀ aus Blei bzw. aus Cellophan gegen eine Cellophankammer von 30 cm ⌀

kV	Filter in mm	Δ Proz.	
		12,4 ⌀ *Pb*	12,4 ⌀ Cellophan
70	— 2 *Al*	+ 1,0	— 0,9
90	— 2 *Al*	+ 1,2	— 0,9
120	1,0 *Cu* + 2 *Al*	+ 1,3	— 2,5
160	1,3 *Cu* + 2 *Al*	+ 2,3	— 3,9
180	2,0 *Cu* + 2 *Al*	+ 2,2	— 3,8

streifen von 24,6 cm Breite etwa 63 Proz. der Kammerwandfläche abgedeckt wurden. Die so für das Verhältnis der Ionisation in der kleinen Kammer zu der in der großen erhaltenen Ergebnisse sind als Kreuze in Fig. 4 eingetragen. Sie lehren, daß das Ionisationsverhältnis noch mit der Strahlenhärte abfällt, daß also zu wenig freie Bleioberfläche vorhanden ist. Nachdem die Breite des Cellophanstreifens von 24,6 cm auf 21 cm herabgesetzt worden war, so daß von der ganzen Zylinderwandung der Kammer 46 Proz. aus Blei und 54 Proz. aus Cellophan bestanden, wurde für das Ionisationsverhältnis die oberste gestrichelte Kurve der Fig. 4 erhalten. Diese

Kurve zeigt nun nur noch einen systematischen und geringen Gang mit der Härte der Strahlung von 4 Promille. Daß durch eine weitere, geringe Schmälerung des Cellophanstreifens der Gang völlig hätte beseitigt werden können, ist so offenkundig, daß aus Gründen der Röhrenschonung und Zeitersparnis hierauf verzichtet wurde.

Hiermit ist ein neues Prinzip für den Bau härteunabhängiger Faßkammern entwickelt, das in gewisser Hinsicht das Gegenstück zur Luftwände—Fingerhutkammer darstellt: während bei dieser die Härteunabhängigkeit dadurch erzielt wird, daß die bestrahlten Wände aus einem Material hergestellt werden, dessen effektives Atomgewicht demjenigen der atmosphärischen Luft äquivalent ist, wird bei der an sich zu kleinen Faßkammer die nicht bestrahlte Wandung ganz oder zum Teil aus einem schweratomigen Material verfertigt, dessen sekundäre Elektronenemission den Ausfall der Trägerbildung kompensiert. Hierdurch ist man in der Lage, mit Faßkammern, deren Durchmesser einen kleinen Bruchteil des erforderlichen beträgt, zwar keine Absolutbestimmung der Röntgeneinheit, aber nach Eichung in dieser härteunabhängige Messungen durchzuführen. Durch solche Kammern werden die Vorteile viel geringeren Gewichts bei hohem Strahlenschutz und damit der Handlichkeit und der Materialersparnis erzielt.

Zusammenfassung.

1. Es wird an zylindrischen Faßkammern von 5,8, 12,4 und 30 cm ⌀ und 30 cm Länge der Einfluß des Wandmaterials (graphitiertes Cellophan, *Al*, *Cu*, Messing und *Pb*) auf die Luftionisation in Abhängigkeit von der Härte der Röntgenstrahlen untersucht.

2. Der Ionisationszusatz ist um so größer, je schweratomiger das Wandmaterial und je kleiner der Kammerdurchmesser ist. Bei harten Strahlen ist der Zusatz größer als bei weichen. Bei dem Kammerdurchmesser von 5,8 cm zeigt der Ionisationszusatz außerdem wegen des Wechselspiels im Ausfall der Trägerbildung durch Photo- und Comptonelektronen ein Maximum und ein Minimum.

3. Die Untersuchungen von Küstner und von Block, wie groß der Durchmesser einer Faßkammer mindestens sein muß, um Ionisationsausfall durch Trägerverlust zu vermeiden, sowie ihre Absolutbestimmungen an Kammern von 70 cm ⌀ werden durch die vorstehenden Ergebnisse nicht berührt.

4. Es wird ein neues Prinzip härteunabhängiger Faßkammern entwickelt. Faßkammern, deren Durchmesser viel kleiner ist als der für härteunabhängige Angaben erforderliche, werden dadurch härteunabhängig gemacht, daß ihre Zylinderwandung ganz oder zu einem solchen Teil aus schweratomigem Material hergestellt wird, daß dessen sekundäre Elektronenemission den Ausfall an Trägerbildung gerade kompensiert, wodurch Handlichkeit und Materialersparnis erzielt werden.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Überlassung der Stabilivoltanlage, der Röntgenröhre und der Ventilröhren.

Literaturverzeichnis

1) O. Berg, W. Schwerdtfeger und R. Thaller, Wiss. Veröff. des Siemenskonzerns **3**, 162, 1924.
2) H. Behnken, Zeitschr. f. techn. Phys. **1**, 3, 1924.
3) O. Berg und Ph. Ellinger, Wiss. Veröff. des Siemenskonzerns **2**, 335, 1922.
4) H. Behnken, Physik. Zeitschr. **37**, 878, 1936.
5) E. Vette, Ann. d. Phys. (5) **5**, 929, 1930.
6) H. Schenck, Ann. d. Phys. (5) **17**, 146, 1933.
7) H. Hase, Zeitschr. f. Phys. **80**, 670, 1933.
8) W. Espe, Ann. d. Phys. (5) **2**, 381, 1929.
9) H. Küstner, Ann. d. Phys. (5) **10**, 616, 1931.
10) C. König (erscheint demnächst in dieser Zeitschrift).
11) R. Braun und H. Küstner, Strahlentherapie **32**, 550, 1929.
12) W. Block, Ann. d. Phys. (5) **32**, 701, 1938.

Göttingen, Laboratorium für Medizinische Physik an der Universität.

(Eingegangen 5. August 1938)

BERICHTE

Zehn Jahre Erfahrungen in der Wahrung der „r"-Einheit und in der Meßgenauigkeit und der Konstanz der Eichstandgeräte[1])

Von Hans Küstner

Die Aufgabe der Meßtechnik der Röntgenstrahlen ist eine mehrfache. Erstens hat sie die internationale Röntgeneinheit, das „r", so genau zu bestimmen, wie es die Praxis erfordert. Zweitens muß sie Geräte schaffen, die so härteunabhängig wie möglich sein sollen, und deren Angaben auch nach Transporten und im Betriebe möglichst hohe Genauigkeit und Konstanz und damit Zuverlässigkeit besitzen. Drittens muß sie ein Verfahren ausarbeiten, das die Eichung dieser Geräte in „r" so genau wie möglich durchzuführen erlaubt. Und viertens muß sie Sorge dafür tragen, daß die einmal festgelegte und den Eichungen zugrunde gelegte „r"-Einheit unverändert gewahrt werde.

Dieser Wahrung der „r"-Einheit kommt für die Praxis von allen Aufgaben der Röntgenmeßtechnik die größte Bedeutung zu. Denn es ist ohne weiteres klar, daß sowohl die Unveränderlichkeit der Angaben als auch die Übereinstimmung verschiedener Meßgeräte untereinander und damit deren Leistungsfähigkeit überhaupt dann allein geprüft und beurteilt werden kann, wenn die Wahrung der Einheit gewährleistet ist. Dasselbe gilt für die Beurteilung der Eichgenauigkeit. Wollte man demgegenüber die Größe der „r"-Einheit fortlaufend insoweit ändern, als man glaubt, dem Ideal dieser willkürlich definierten „r"-Einheit durch Verbesserung der Absolutbestimmungsmethoden näherzukommen, so hätte man, genau genommen, überhaupt keine Einheit mehr. Denn Hauptmerkmal, Sinn und Zweck jeder Einheit ist ihre Unveränderlichkeit. Ein solches Verfahren müßte sich auch zum Nachteil der Entwicklung von Meßgeräten und Eichverfahren auswirken und damit ausgesprochen fortschritthemmend sein: denn je genauer ein Eichverfahren und je genauer ein Meßgerät ist, desto empfindlicher wird es durch die fortlaufende „Verbesserung" der Einheit benachteiligt, deren Änderungen alsdann fälschlicherweise dem Eichverfahren oder Meßgerät als Ungenauigkeit und Inkonstanz seiner Angaben zur Last gelegt werden.

Grundsätzlich denkbar sind also zwei Wege: entweder erhebt man die Jagd nach der Realisierung einer willkürlich festgelegten Einheit zum Selbstzweck und opfert ihr die praktischen Interessen auf, oder man verzichtet auf die Reindarstellung der willkürlich definierten Einheit, entschließt sich für das Festhalten an der einmal grundsätzlich festgelegten Einheit und dient so allein den Belangen der Allgemeinheit.

Daß der einzig richtige Weg der letztere ist, beweist der Umstand, daß man ihn auch sonst mit Erfolg eingeschlagen hat. So hat man die ursprünglich festgelegte Definition des „Meter" als zehnmillionster Teil des Erdquadranten aufgegeben und nach der Erkenntnis, daß die einmal als solches festgelegte Länge von dem Idealwerte abweicht, nicht etwa je nach dem Stande der jeweiligen Forschung immer „verbesserte" Metereinheiten festgelegt, was eine heillose Verwirrung hervorgerufen hätte, sondern man hat sich für das mit der Definition nicht mehr übereinstimmende einmal festgelegte Pariser Normalmeter entschieden. Ebenso hat man, wegen der Schwierigkeit genauer Absolutbestimmungen, die nach dem CGS-System definierten Einheiten Ampere, Volt und Ohm nach ganz anderen Gesichtspunkten festgelegt: das Ampere nach dem Niederschlag von 1,118 mg Silber pro Sekunde, das Ohm nach dem Widerstande einer Quecksilbersäule von 1,063 m Länge und 14,4521 g Gewicht bei 0° C und das Volt als diejenige Spannung, die in 1 Ohm 1 Ampere erzeugt. – Diesen Beispielen ließen sich noch beliebig viele weitere anfügen.

Die Frage, mit welcher Genauigkeit die „r"-Einheit heute absolut bestimmt werden kann, soll an anderer Stelle eingehend erörtert werden.

Im folgenden soll die für die Praxis wichtigste Frage behandelt werden, die der Verfasser [1] schon seit 1923 als ausschlaggebend ansah, mit welcher Genauigkeit die einmal festgelegte Einheit nicht allein unverändert gehalten werden kann, sondern auch, wie weitgehend sie an seinem Laboratorium tatsächlich unverändert gehalten wurde und welche Mittel zur Konstanthaltung und deren Prüfung angewandt wurden. In untrennbarem Zusammenhang hiermit stehen die Fragen nach der Meßgenauigkeit und Konstanz der angewandten Geräte sowie nach den Eichmethoden und deren Genauigkeit. Im Laufe einer zehnjährigen Bearbeitung dieser Aufgaben durch den Verfasser und seine Mitarbeiter

1) Anmerkung: Nachdem ein Teil des Materials brieflich einem beschränkten Leserkreise zugänglich gemacht worden war, wurde es erneut gesichtet, erweitert und z. T. neu ausgewertet. Hierdurch erklären sich geringfügige Verbesserungen einzelner Angaben.

sind dabei Erfahrungen von solchem Umfange gesammelt worden, daß es sich lohnen dürfte, im folgenden hierüber zu berichten, da aus ihnen klare Folgerungen gezogen werden können.

Als Grundlage, durch die das Ziel erreicht wurde, diente dabei folgendes:

Zwei Große Eichstandgeräte *EG* 12 und 27 mit ihren Blenden, zwei γ-Strahler γ_{I} und γ_{II}, zwei β-Strahler β_{12} und β_{26} und drei Harmskondensatoren C_1, C_2 und C_3 dienten als unveränderliche Normale für Eichungen und Absolutbestimmungen; durch ein Flechtwerk wechselseitiger Kontrollen wurde ihre Unveränderlichkeit sichergestellt.

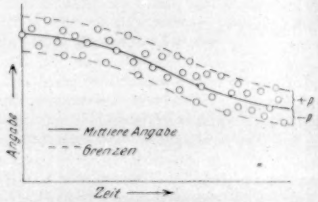
I. Grundlegendes zur „Genauigkeit" von Röntgenstrahlen-Meßgeräten (Dosismessern)

1. Meßgenauigkeit

Zufolge seiner elektrisch-mechanischen Konstruktion hat jedes Gerät eine gewisse Grenze der erreichbaren Meßgenauigkeit, die sich mit der Schwankung von $\pm p$ Proz. um seine mittlere Angabe charakterisieren läßt. So wird diese Meßgenauigkeit größer und damit p kleiner sein bei einem Dosismesser mit reibungslos arbeitendem Fadenelektrometer als bei einem solchen mit Zeigersystem, das Achsenlagerung und daher Reibung besitzt. Sie kann aber auch durch andere Einflüsse, wie z. B. Kleben von Kontakten, Betriebsschwankungen von Verstärker- oder anderen Röhren oder auch durch vom Netz bedingte Schwankungen der Sättigungsspannung, durch Influenz auf das Meßorgan u. a. m. bedingt werden. Auf diese Meßgenauigkeit kann man im allgemeinen schließen, wenn man eine konstante, am besten radioaktive Strahlenquelle auf das Gerät einwirken läßt, aus mehreren lückenlos aufeinander folgenden Einzelangaben des Geräts das Mittel bildet und die Abweichungen von diesem Mittel in Prozenten ausdrückt. Dies Verfahren wiederholt man am besten mehrmals an verschiedenen Tagen. Diese Meßgenauigkeit von $\pm p$ Proz. wird bei einem einwandfreien und unbeschädigten Gerät meist nahezu konstant sein und höchstens mit der Zeit etwas abnehmen.

2. Die zeitliche Konstanz der mittleren Angabe

kann viel wichtiger sein als die Meßgenauigkeit von $\pm p$ Proz.; denn die Änderungen der mittleren Angaben können wesentlich größer sein als p Proz. Die Einzelangaben streuen dann innerhalb einer oberen und einer unteren Grenze von $\pm p$ Proz. um die Kurve der zeitabhängigen mittleren Angabe (Figur). Diese Fehlerquelle kann beispielsweise bedingt sein durch Änderungen im elektrischen Teil des Geräts, wobei in erster Linie Änderungen der Voltempfindlichkeit, der Kapazität, Kriechströme u. a. m. zu nennen wären. Die zeitliche Konstanz der mittleren Angabe muß daher fortlaufend kontrolliert werden. Daß sich β- und noch besser γ-Strahler hierfür eignen, wird im folgenden gezeigt werden.



Die Einzelangaben schwanken innerhalb einer oberen und einer unteren Grenze mit einer Meßgenauigkeit von $\pm p$ Proz. um die mittlere Angabe, die sich ihrerseits mit der Zeit ändern kann (schematisch).

II. Die Eichstandgeräte

Die Großen Eichstandgeräte wurden bereits mehrfach [2] beschrieben, so daß es genügt, sich zum Verständnis auf wenige Bemerkungen zu beschränken. Sie wurden nach dem Prinzip gebaut, daß höchste Genauigkeit nur mit einfachsten Mitteln erreicht werden kann. Sie verzichten dabei auf komplizierte Mechanismen aller Art, die dazu dienen, dem Messenden das Denken abzunehmen.

Die stark mit Blei gepanzerte und mit Aluminium ausgekleidete Zylinderkammer von etwa 30 cm Länge und 13 cm ⌀ wird axial oder achsenparallel von dem Röntgenstrahlenbündel durchsetzt. Zur Veränderung der Empfindlichkeit dienen auswechselbare Blenden von verschiedenem Querschnitt. Eine Elektrode aus 0,5 mm starkem *Al*-Draht führt die bei Sättigung gebildeten Träger einem Einfadenelektrometer zu. Mit Hilfe eines Mikroskops wird der Fadenablauf zwischen zwei beliebigen Skalenteilen einer 60teiligen Skala unter Einwirkung der Röntgenstrahlen gestoppt („Röntgensekunden" $T_{Rö}$). In die untere Seite der Ionisationskammer ragen ein oder zwei Zylinder aus dünnem Elektronmetall, in die Radiumpräparate eingeschraubt werden können (β- oder γ-Strahler). Nach Ausschalten der Röntgenstrahlen stoppt man zwischen denselben Skalenteilen die Ablaufzeit für

das Radium („Radiumsekunden" T_{Ra}). Dann ist die Röntgenstrahlendosis D am Orte der Blende

$$D = K \cdot \frac{T_{Ra}}{T_{Rö}} \, r/\text{Min} \,, \qquad (1)$$

wobei K die Eichkonstante ist.

Die große Meßgenauigkeit des Gerätes sowie die Konstanz seiner zeitlichen Angaben beruht auf folgendem:

1. dient das Elektrometer nur als Vergleichsgerät, um die Röntgenionisation auf die Radiumionisation zu beziehen; die Empfindlichkeit des Elektrometers geht also nicht ins Ergebnis ein;
2. ist die Kammer so widerstandsfähig gebaut und so groß bemessen, daß eine Änderung des (bei derselben Blende) durchstrahlten Luftvolumens nur wenig ins Gewicht fällt; sie kann im übrigen leicht bestimmt werden;
3. wirken Radium und Röntgenstrahlen auf dasselbe Reagens, nämlich dieselbe Ionisationskammer („Kontrolle 1. Ordnung" [9]); und
4. wirken Dichteänderungen der atmosphärischen Luft auf die Radium- und Röntgenionisation weitgehend gleich (vgl. IV, 2).

Das ursprünglich nur für Eich- und Meßzwecke konstruierte Große Eichstandgerät wurde später auch zur Absolutbestimmung der „r"-Einheit erweitert [3]. Zu diesem Zwecke wird ein besonders widerstandsfähig ausgebildeter Harmskondensator der Kapazität C_H angeschraubt, dessen Innenbelag mit der Elektrode und dem Elektrometerfaden und dessen Außenbelag mit der Ionisationskammer in Verbindung tritt. Wählt man eine an einem Voltmeter ablesbare Spannung V so, daß bei Anlegen derselben an den Mittelbelag des Harmskondensators der Elektrometerfaden zwischen denselben Skalenteilen durch Influenz springt, die er unter Einwirkung des Radiums in T_{Ra} Sekunden durchlief, so folgt für die Eichkonstante

$$K = \frac{C_H \cdot V}{F \cdot L} \cdot \frac{18 \cdot 10^{10}}{T_{Ra}} \cdot K_L \cdot K_Z \cdot K_S \cdot K_{t,H} \,, \qquad (2)$$

wobei F die Blendenfläche in cm^2 und L der Luftweg der Röntgenstrahlen im Innern der Kammer in cm ist, zwei Größen, die sich leicht geometrisch bestimmen lassen;

$$K_{t,H} = (1 + 0{,}00367 \cdot t) \cdot \frac{760}{H} \qquad (3)$$

ist der Reduktionsfaktor für die Temperatur von $t°$ C und den Barometerstand von H mm Hg auf 0° C und 760 mm, und K_L, K_Z und K_S sind Korrekturfaktoren für die Schwächung der Röntgenstrahlen längs L bzw. im Eintrittsfenster Z bzw. für ihre Streuung in den beiden Fenstern. Für Strahlungen zwischen 80 kV + 0,075 mm Cu und 180 kV + 2 mm Cu unterscheidet sich jeder dieser drei Faktoren meist um weniger als 1 Proz. von 1 und läßt sich leicht experimentell bestimmen. Hinsichtlich der Einzelheiten sei auf die Originalarbeiten [3] verwiesen.

Der Vergleich zweier Harmskondensatoren mit den Kapazitäten C_H und C'_H läßt sich leicht durchführen, indem man zwischen denselben Skalenteilen einerseits die Ablaufzeiten T_{Ra} bzw. T'_{Ra} für dasselbe Radiumpräparat, andererseits die an die Mittelbeläge anzulegenden Spannungen V bzw. V' bestimmt. Dann gilt:

$$\frac{C_H}{C'_H} = \frac{T_{Ra}}{T'_{Ra}} \cdot \frac{V'}{V} \,. \qquad (4)$$

Und schließlich muß sich für den Vergleich eines Harmskondensators mit einem Radiumpräparat immer dieselbe Konstante

$$\frac{\varepsilon}{C_H} = \frac{V}{T_{Ra}} \cdot K_{t,H} = \text{konstans} \qquad (5)$$

ergeben, solange beide keine Veränderung erlitten haben. (ε ist die pro Sekunde bei 0° C und 760 mm Hg von dem Präparat im Eichstandgerät erzeugte Elektrizitätsmenge.)

Alle diese Verfahren wurden für die Kontrolle der Wahrung der „r"-Einheit angewandt, und hierüber wird weiter unten (unter V bis X) berichtet.

Außer an Großen Eichstandgeräten wurden noch Erfahrungen an Kleinen Eichstandgeräten [4] gesammelt. Diese Geräte weichen allein durch Form und kleinere Ausmaße der Ionisationskammer von den Großen Eichstandgeräten ab. Da der Luftweg beim Kleinen Eichstandgerät nur etwa 11 cm beträgt, so muß sich eine kleine Deformierung der Fenster etwa dreimal so stark auswirken wie bei dem Großen; die Genauigkeit und zeitliche Konstanz ist deshalb bei den Kleinen Eichstandgeräten etwas geringer als bei den Großen (vgl. X).

Um zur Absolutbestimmung der „r"-Einheit zu dienen, ist die Kammer des Kleinen Eichstandgerätes zu klein.

Hinsichtlich der Fehlerquellen bei unrichtiger Handhabung der Eichstandgeräte muß auf Hase, Küstner und Piepenborn [5] verwiesen werden.

Auf weichere und härtere Röntgenstrahlen als die oben genannten bezieht sich der vorliegende Bericht nicht. Diesbezüglich muß auf Hase und Küstner [6, 7] verwiesen werden.

III. Die Eichmethode

Grundsätzlich gilt für alle durchgeführten Untersuchungen folgendes:

1. Der Strom des städtischen Gleichstromnetzes wird dem Umformer über einen mit Spindel fein regulierbaren Widerstand zugeführt. Unter Verzicht auf etwa 10 Volt wird die Spannung an den Klemmen des Umformers auf 430 Volt gehalten, wodurch Netzschwankungen ausgeglichen werden. Als Reagens auf konstante Spannung dient das Milliamperemeter im Röhrenstromkreis, das auf Netzschwankungen wesentlich empfindlicher anspricht als ein Voltmeter am Netz. Die Feinregulierung erfolgt also so, daß nach ursprünglicher Einstellung der Röntgenanlage auf 430 Volt und i Milliampere Röhrenstrom dieser durch Nachregulieren der Netzspannung konstant gehalten wird.
2. Von der Röntgenröhre, die sich entweder in einem Bleikasten oder in einer Tutohaube befindet, gehen zwei Strahlenbündel A und B aus. Durch eine beiden gemeinsame Bleiklappe wird dafür gesorgt, daß beide Bündel gleichzeitig und gleich lange wirksam sind.

Durch beide Maßnahmen wird weitestgehend Unabhängigkeit von Netzschwankungen erreicht.

Hinsichtlich der Eichungen sind zwei Verfahren zu unterscheiden, über die Hase und der Verfasser [8] eingehend berichtet haben. Zum leichteren Verständnis seien sie kurz erläutert:

Zweielektrometerverfahren: zwei Strahlenbündel A und B. Im einen steht das Eichgerät, im anderen das zu eichende.

Dreielektrometerverfahren: Im Bündel B ein Vergleichsgerät hoher Meßgenauigkeit, das nicht geeicht zu sein braucht; im Bündel A werden mit ihrem empfindlichen Reagens (Blende der Faßkammer oder Mitte der Fingerhutkammer) an denselben Ort mehrmals abwechselnd Eichgerät und zu eichendes Gerät gebracht. Das Vergleichsgerät in B durchläuft immer denselben Meßbereich und gewährleistet damit, daß auf beide Geräte in A immer dieselbe Röntgenstrahlendosis fällt. „Je häufiger man beim Dreielektrometerverfahren das zu eichende Gerät mit dem geeichten vergleicht, desto besser wird das Ergebnis [8]."

Wesentlich ist der mehrmalige und möglichst schnell aufeinanderfolgende Vergleich (z. B. durch Heben und Senken oder durch Seitenverschiebung oder durch Schwenken der zwei Geräte um Vertikalachse im Bündel A). Nur dann heben sich zeitlicher Änderung unterworfene Faktoren (wie z. B. Einflüsse von Netzschwankungen, des Luftdrucks, der Temperatur, der Elektrometerempfindlichkeit) heraus. Vergleicht man die Geräte im Bündel A nur einmal oder auch in größerem zeitlichem Abstande mehrmals miteinander, so ist das nachteilig und man kann dann nicht von einem Dreielektrometerverfahren im Sinne des Verfassers sprechen.

Bei dem richtig angewandten Dreielektrometerverfahren heben sich außer den genannten Einflüssen auch die des Röhrenglases, der ungenauen Filterdicke, der Filterschrägstellung, des Fokusabstandes, der Luftschwächung zwischen Brennfleck und Geräten, der Brennfleckschwankung sowie nicht völlig spiegelglatter Antikathode aus dem Ergebnis heraus.

Das Dreielektrometerverfahren hat sich dem Zweielektrometerverfahren gegenüber als ein derartiger Fortschritt erwiesen, daß es in Göttingen seit 1927 für Eichungen ausschließlich angewandt wurde. Zahlenmäßige Belege für seine Überlegenheit über das Zweielektrometerverfahren folgen unter XI.

Durch die Eichung eines Gerätes 2 mit Hilfe eines Gerätes 1 mit bekannter Eichkonstante K_1 erhält man die Eichkonstante K_2. Da die Röntgenstrahlen auf beide Geräte während gleicher Zeiten einwirken, so folgt aus Gleichung (1) für das Dreielektrometerverfahren

$$K_2 = K_1 \cdot \frac{T_{Ra1}}{T_{Ra2}}, \qquad (6)$$

während beim Zweielektrometerverfahren noch die Fokusabstände A berücksichtigt werden müssen:

$$K_2 = K_1 \cdot \frac{T_{Ra1}}{T_{Ra2}} \cdot \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2. \qquad (7)$$

IV. Die Abhängigkeit der Ionisation durch Röntgenstrahlen und durch β- und γ-Strahler von der Luftdichte bei den Eichstandgeräten

1. Dichteschwankungen der Luft

Nach Feststellungen des Öffentlichen Wetterdienstes Magdeburg [9] schwankte innerhalb von 50 Jahren der Luftdruck daselbst um ± 4 Proz. Temperaturunterschiede zwischen 15° und 32° C, mit denen im Laboratorium zu rechnen ist, entsprechen ± 3 Proz. Dichteschwankung. Für einen Ort Mitteleuropas hat man also insgesamt mit Luftdichteschwankungen von ± 7 Proz. zu rechnen. Beim Übergang von einem Orte zum anderen kommen hierzu noch die Einflüsse des Höhenunterschiedes. Nach der barometrischen Höhenformel entsprechen einer Höhenzunahme von je 1000 m etwa je 11 Proz. Druckabnahme.

2. Die Untersuchungen von Habs und Küstner an Eichstandgeräten

Sollen die Einflüsse der Luftdichte durch radioaktive Kontrollen ausgeschaltet werden, so muß offenbar die Ionisation durch das Präparat dieselbe Abhängigkeit von der Luftdichte besitzen wie die Ionisation durch die Röntgenstrahlen. Der Grad der Vollkommenheit, mit der beide Dichteabhängigkeiten übereinstimmen, bestimmt also den Wert der radioaktiven Kontrolle und ist ebenso wichtig wie die Forderung zeitlich konstanter Aktivität des Kontrollpräparates.

Um sicher zu gehen, erstreckten Habs und Küstner ihre Untersuchungen auf einen Druckbereich von 465—1035 mm *Hg*; das entspricht Unterschieden der Luftdichte gegenüber der normalen von — 39 bis + 36 Proz. Der untersuchte Bereich ist also größer als der, mit dem man nach obigem auf der Erde überhaupt zu rechnen hat. Als Strahler dienten die unter V. beschriebenen γ- und β-Strahler. Die Ergebnisse zeigten folgendes:

a) Das Verhältnis der β-Ionisation zur γ-Ionisation ist für Große und Kleine Eichstandgeräte in obigem Dichtebereich konstant. (Meßgenauigkeit $\pm$ 1,6 Promille beim Großen und $\pm$ 2,6 Promille beim Kleinen Eichstandgerät.)

b) Das Verhältnis β-Ionisation zu Luftdichte und das Verhältnis γ-Ionisation zu Luftdichte sinkt mit der Dichtezunahme in obigem Bereich beim Großen Eichstandgerät um 4 Proz. und beim Kleinen Eichstandgerät um 9 Proz.

c) Die Röntgenionisation wurde für Strahlungen von 40 kV + 0,3 mm *Cu* und 160 kV + 1,3 mm *Cu* untersucht. Dabei erwies sich bei beiden Eichstandgeräten das Verhältnis Ionisation zu Luftdichte für jede Strahlung im ganzen untersuchten Dichtebereich als konstant (Meßgenauigkeit $\pm$ 2 Promille beim Großen und $\pm$ 8 Promille beim Kleinen Eichstandgerät).

d) Aus vorstehenden Ergebnissen folgt:

Für ein und denselben Ort Mitteleuropas können sich die Angaben des Großen Eichstandgerätes um $\pm$ 3 Promille, diejenigen des Kleinen um $\pm$ 6 Promille mit der Luftdichte ändern; im Bedarfsfall läßt sich das durch Korrektur berücksichtigen.

Für je 1000 m Höhenzunahme muß die Eichkonstante des Großen Eichstandgerätes um 0,5 Proz., diejenige des Kleinen um 1 Proz. erhöht werden.

3. Bestätigung von anderer Seite

Die Richtigkeit dieser Ausführungen beweist eine Untersuchung von Spiegler und Juris [10]: sie brachten ein Großes Eichstandgerät von Wien (172 m ü. d. M.) auf die Raxalpe (1545 m ü. d. M.) und fanden, „daß die Bestrahlung des Küstnerschen Eichstandgerätes mit den beigegebenen Radiumpräparaten Druck- und Temperaturänderungen vollständig erfaßt".

V. Die Konstanz von γ- und β-Strahlnormalen

1. γ-Strahler

Die beiden γ-Strahler γ_I und γ_{II}, die dem Verfasser zur Verfügung standen, enthalten, in kleine Glasköl̈bchen von wenigen Millimetern Durchmesser eingeschmolzen, etwa je 1 mg Radiumelement in Form einer Verbindung. Sie sind mit etwa 1,5 mm Blei gefiltert, das von einem 0,5 mm starken, vernickelten Stahlpanzer umhüllt ist. Die äußere Form ist genau dieselbe wie bei den β-Strahlern der Eichstandgeräte [1], und sie werden genau wie diese in den Elektronmetallzylinder der Ionisationskammer eingeschraubt.

Die beiden γ-Strahler γ_I und γ_{II} wurden stets am Großen Eichstandgerät 12, dessen Fenster aus 1 mm starkem Cellon bestehen und daher sehr widerstandsfähig sind, durch Abstoppen der Ablaufzeiten zwischen zwei beliebigen Skalenteilen verglichen, die für denselben Vergleich grundsätzlich dieselben waren. Einflüsse der Luftdichte und der Elektrometerempfindlichkeit heben sich also heraus. Die so in einem Zeitraum von zehn Jahren beobachteten Verhältnisse der Ionisation zeigt Tabelle I. Die Ergebnisse sind naturgemäß noch mit Fehlern behaftet, die auf der subjektiven Beobachtung mit der Stoppuhr beruhen. Die den γ-Strahlern allein zuzuschreibenden Schwankungen dürften also noch kleiner sein als die beobachteten. Aber selbst dann, wenn wir ungünstig rechnen und dies unberücksichtigt lassen, zeigt sich: es liegen

12	Proz.	aller	Werte	innerhalb	$\pm$ 0,3	Promille
41	„	„	„	„	$\pm$ 0,6	„
70	„	„	„	„	$\pm$ 1,6	„
88	„	„	„	„	$\pm$ 2,6	„
97	„	„	„	„	$\pm$ 3,6	„
und sämtliche			Werte	innerhalb	$\pm$ 4,0	„

Dieser Tatbestand beweist, daß die Intensität guter γ-Strahler auch innerhalb eines Dezenniums eine bessere Konstanz zeigt als $\pm$ 0,5 Proz., und läßt erwarten, daß ein Großes Eichstandgerät, in Verbindung mit einem γ-Strahler, bei einer Meßgenauigkeit von einigen Promille völlige zeitliche Konstanz seiner mittleren Angaben besitzt.

Tabelle I

Vergleich der beiden γ-Strahler γ_I und γ_{II}

Datum	$\frac{\gamma_{II}}{\gamma_I}$	Δ Promille
4. X. 1927	1,092	− 0,3
24. X. 1927	1,091	− 1,2
14. XI. 1927	1,091	− 1,2
15. XII. 1927	1,091	− 1,2
4. I. 1928	1,090	− 2,1
15. III. 1928	1,093	+ 0,6
4. V. 1928	1,093	+ 0,6
8. IX. 1928	1,092	− 0,3
20. X. 1928	1,089	− 3,0
8. XI. 1928	1,090	− 2,1
5. I. 1929	1,092	− 0,3
29. IV. 1929	1,093	+ 0,6
27. V. 1929	1,093	+ 0,6
9. IX. 1929	1,094	+ 1,6
2. XII. 1929	1,096	+ 3,4
8. I. 1930	1,093	+ 0,6
25. II. 1930	1,096	+ 3,4
7. IV. 1930	1,094	+ 1,6
26. V. 1930	1,090	− 2,1
5. XI. 1930	1,095	+ 2,5
6. III. 1931	1,093	+ 0,6
8. VI. 1931	1,093	+ 0,6
25. VI. 1932	1,090	− 2,1
8. IX. 1933	1,091	− 1,2
12. VI. 1934	1,095	+ 2,5
7. VIII. 1934	1,092	− 0,3
22. IX. 1934	1,088	− 4,0
14. XII. 1934	1,094	+ 1,6
12. III. 1935	1,094	+ 1,6
8. III. 1936	1,091	− 1,2
13. III. 1936	1,093	+ 0,6
20. III. 1936	1,093	+ 0,6
1. XI. 1937	1,093	+ 0,6
2. XI. 1937	1,091	− 1,2
Mittelwert.....	1,09232	

Mittlerer Fehler der einzelnen Messung:
$\varepsilon = \pm 1{,}75$ Promille.
Mittlerer Fehler des Mittelwertes:
$E = \pm 0{,}300$ Promille.

2. β-Strahler

Es wurden zwischen dem 5. X. 1926 und dem 2. XI. 1937 die beiden β-Strahler β_{26} und β_{12}, deren Konstruktion mehrfach beschrieben wurde (1), 193mal am Großen Eichstandgerät 12 in der unter 1 geschilderten Weise verglichen. Die Einzelergebnisse aufzuführen, verbietet der Raum. Es dürfte genügen, folgendes festzustellen: auch hier schwankten die Einzelwerte des Ionisationsverhältnisses unregelmäßig um den Mittelwert 1,1475. Und zwar lagen die Abweichungen von diesem für

5	Proz.	aller	Werte	innerhalb	$\pm$ 0,0 Proz.,
22	„	„	„	„	$\pm$ 0,1 „
33	„	„	„	„	$\pm$ 0,2 „
46	„	„	„	„	$\pm$ 0,3 „
56	„	„	„	„	$\pm$ 0,4 „
71	„	„	„	„	$\pm$ 0,5 „
76	„	„	„	„	$\pm$ 0,6 „
87	„	„	„	„	$\pm$ 0,7 „
90	„	„	„	„	$\pm$ 0,8 „
93	„	„	„	„	$\pm$ 1,0 „
95	„	„	„	„	$\pm$ 1,1 „
97,5	„	„	„	„	$\pm$ 1,3 „
98,5	„	„	„	„	$\pm$ 1,4 „
99	„	„	„	„	$\pm$ 1,5 „ und
100	„	„	„	„	$\pm$ 2,0 „

Außerhalb $\pm$ 1,5 Proz. lag nur je 1 Wert von − 2,0 Proz. und + 2,0 Proz.; außerhalb $\pm$ 2,0 Proz. lag kein beobachteter Wert.

Aus den Beobachtungen folgt für den mittleren Fehler der einzelnen Messung $\varepsilon = \pm 0{,}556$ Proz. und für den mittleren Fehler des Mittelwertes $E = \pm 0{,}0401$ Proz.

Dieser Tatbestand beweist, daß die Intensität guter β-Strahler auch während eines Dezenniums innerhalb von nur $\pm$ 2 Proz. um einen konstanten Wert streut.

3. Vergleich von γ- und β-Strahlern

Die γ-Strahler γ_I und γ_{II} wurden mehrfach in der geschilderten Weise mit dem β-Strahler β_{12} am Großen Eichstandgerät 12 verglichen. Die Ergebnisse zeigt Tabelle II. Hiernach liegt die Streuung zwischen den oben für β- und γ-Strahler aufgeführten Werten. Dabei ist auffällig, daß meist eine größere prozentische Abweichung des Ionisationsverhältnisses $\gamma_I : \beta_{12}$ vom Mittelwerte auch von einer solchen des $\gamma_{II} : \beta_{12}$ im gleichen Sinne begleitet ist, und dieselbe Parallelität zeigt sich für kleine Abweichungen. Dies bestätigt den obigen Befund, daß die größeren Schwankungen beim β-Strahler liegen.

Vermöge der Ergebnisse von IV, 2a sind die vorliegenden Ergebnisse durch Schwankungen der Luftdichte nicht beeinflußt.

Tabelle II

Vergleich des β-Strahlers β_{12} mit den γ-Strahlern γ_I und γ_{II}

Datum	$\frac{\gamma_I}{\beta_{12}}$	Δ in Proz.	$\frac{\gamma_{II}}{\beta_{12}}$	Δ in Proz.
4. X. 1927	2,70	− 0,5	2,98	+ 0,6
24. X. 1927	2,68	− 1,2	2,93	− 1,1
14. XI. 1927	2,72	+ 0,3	2,97	+ 0,2
5. XII. 1927	2,72	+ 0,3	2,97	+ 0,2

Tabelle II (Fortsetzung)

Datum	γ_I/β_{12}	Δ in Proz.	γ_{II}/β_{12}	Δ in Proz.
4. I. 1928	2,69	−0,8	2,93	−1,1
15. III. 1928	2,78	+2,9	3,02	+1,9
4. V. 1928	2,69	−0,8	2,94	−0,8
8. IX. 1928	2,71	−0,1	2,96	−0,1
20. X. 1928	2,71	−0,1	2,96	−0,1
8. XI. 1928	2,71	−0,1	2,96	−0,1
5. I. 1929	2,71	−0,1	2,98	+0,6
17. I. 1929	2,73	+0,6	—	—
19. I. 1929	2,70	−0,5	—	—
29. IV. 1929	2,72	+0,3	2,97	+0,2
27. V. 1929	2,71	−0,1	2,96	−0,1
14. VI. 1929	2,71	−0,1	—	—
27. VI. 1929	—	—	2,94	−0,8
9. IX. 1929	2,70	−0,5	2,96	−0,1
2. XII. 1929	2,70	−0,5	2,95	−0,4
8. I. 1930	2,72	+0,3	2,97	+0,2
25. II. 1930	2,69	−0,8	2,94	−0,8
7. IV. 1930	2,71	−0,1	2,97	+0,2
26. V. 1930	2,69	−0,8	2,94	−0,8
5. XI. 1930	2,70	−0,5	2,96	−0,1
6. III. 1931	2,71	−0,1	2,96	−0,1
8. VI. 1931	2,68	−1,2	2,93	−1,1
14. III. 1932	2,72	+0,3	—	—
25. VI. 1932	2,69	−0,8	2,94	−0,8
20. X. 1933	2,69	−0,8	—	—
5. XII. 1933	2,70	−0,5	—	—
12. VI. 1934	2,72	+0,3	2,98	+0,6
6. VII. 1934	—	—	2,98	+0,6
7. VIII. 1934	2,73	+0,6	2,97	+0,2
22. IX. 1934	2,72	+0,3	2,96	−0,1
14. XII. 1934	2,73	+0,6	2,98	+0,6
12. III. 1935	2,73	+0,6	2,99	+0,9
5. X. 1935	2,73	+0,6	—	—
5. XI. 1935	2,74	+1,0	—	—
18. XII. 1935	2,72	+0,3	—	—
22. II. 1936	2,70	−0,5	—	—
25. II. 1936	—	—	3,00	+1,2
13. III. 1936	2,68	−1,2	2,93	−1,1
20. III. 1936	2,72	+0,3	2,98	+0,6
18. VI. 1936	2,70	−0,5	—	—
24. VI. 1936	2,73	+0,6	—	—
7. VII. 1936	2,73	+0,6	—	—
30. VII. 1936	2,69	−0,8	—	—
10. IX. 1936	2,68	−1,2	—	—
12. X. 1936	2,74	+1,0	—	—
13. X. 1936	2,74	+1,0	—	—
13. XI. 1936	2,72	+0,3	—	—
20. XI. 1936	2,71	−0,1	—	—
25. XI. 1936	2,72	+0,3	—	—
7. XII. 1936	2,72	+0,3	—	—
10. XII. 1936	2,70	−0,5	—	—
22. I. 1937	—	—	2,97	+0,2
10. II. 1937	2,72	+0,3	—	—
15. II. 1937	2,73	+0,6	—	—
22. II. 1937	2,74	+1,0	—	—
24. II. 1937	2,74	+1,0	—	—
1. III. 1937	2,73	+0,6	—	—
5. III. 1937	2,73	+0,6	—	—

Tabelle II (Fortsetzung)

Datum	γ_I/β_{12}	Δ in Proz.	γ_{II}/β_{12}	Δ in Proz.
10. III. 1937	2,72	+0,3	—	—
? ? 1937	2,72	+0,3	—	—
16. IV. 1937	2,71	−0,1	—	—
8. VI. 1937	2,69	−0,8	—	—
18. VI. 1937	2,71	−0,1	—	—
1. VIII. 1937	2,69	−0,8	—	—
1. IX. 1937	2,71	−0,1	—	—
30. IX. 1937	2,70	−0,5	—	—
4. X. 1937	2,71	−0,1	—	—
1. XI. 1937	2,74	+0,8	2,99	+0,9
2. XI. 1937	2,70	−0,5	2,94	−0,8
Mittelwert...	2,713		2,963	

Mittlerer Fehler der einzelnen Messung:

$$\varepsilon = \pm 0{,}700 \text{ Proz.}, \quad \pm 0{,}694 \text{ Proz.}$$

Mittlerer Fehler des Mittelwertes:

$$E = \pm 0{,}085 \text{ Proz.}, \quad \pm 0{,}116 \text{ Proz.}$$

VI. Vergleiche von Harmskondensatoren

Die Harmskondensatoren besitzen die äußerst widerstandsfähige Form, die der Verfasser [2] beschrieben hat, und die eine mechanische Deformation und damit eine Kapazitätsänderung mit allergrößter Wahrscheinlichkeit ausschließt. Über die mit Hilfe der Formel (4) ausgeführten Kapazitätsvergleiche zwischen den drei solchen als Normalkapazitäten dienenden Kondensatoren gibt Tabelle III Aufschluß. Die Ergebnisse sind unabhängig von der Luftdichte.

C_2 und C_3 wurden am 16. IX. 1927 von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht. Hiernach hatten beide die gleiche Kapazität von $47{,}2 \cdot 10^{-12}$ Farad. Nach Tabelle III weicht der Mittelwert ihres Kapazitätsverhältnisses ebenfalls nur um −1,6 Promille von 1 ab. Ermittelt man C_2/C_3 aus $(C_1/C_2)/(C_1/C_3)$, so erhält man 0,9976, also −2,4 Promille Abweichung von 1.

Kleine Fehler in der absoluten Angabe des Voltmeters heben sich bei diesem Verfahren praktisch vollkommen aus dem Ergebnis heraus, da die Kapazitäten einander nahezu gleich sind und daher die Ausschläge des Voltmeters in jedem Falle ebenfalls fast die gleichen sind. Kleine Fehler der Einzelangabe des Voltmeters (etwa durch Reibung in den Lagern) wurden nicht beobachtet; sie lassen sich aber durch Häufung der Beobachtungen und Mittelwertbildung stets weitgehend herabdrücken.

Aus dem genannten Grunde sind auch die Abstoppzeiten bei demselben Radiumpräparat für alle drei Harmskondensatoren fast gleich. Kleine Fehler in der absoluten Angabe der Stoppuhr kürzen sich daher ebenfalls. Unregelmäßigkeiten im Gang der Stoppuhr würden bei der idealen Konstanz der radioaktiven Präparate,

Tabelle III

Vergleich der Normalkondensatoren C_1, C_2 und C_3 untereinander

Datum	C_1/C_2	Δ Promille	C_3/C_2	Δ Promille	C_1/C_3	Δ Promille
15. VII. 1927	—	—	—	—	0,9832	+ 2,0
16. VII. 1927	0,9814	+ 2,7	0,9978	− 0,6	0,9811	− 0,1
16. VII. 1927	—	—	—	—	0,9839	+ 2,7
16. VII. 1927	0,9803	+ 1,5	0,9978	− 0,6	0,9830	+ 1,8
18. VII. 1927	—	—	—	—	0,9771	− 4,2
18. VII. 1927	—	—	—	—	0,9802	− 1,0
6. II. 1928	—	—	1,0034	+ 5,0	—	—
13. II. 1928	—	—	0,9996	+ 1,2	—	—
17. IX. 1928	0,9798	+ 1,0	—	—	—	—
24. X. 1928	0,9726	− 6,3	—	—	—	—
4. IV. 1929	—	—	0,9885	− 9,9	—	—
1. V. 1929	—	—	0,9983	− 0,1	—	—
20. VI. 1929	0,9803	+ 1,5	—	—	—	—
12. VII. 1929	0,9748	− 4,1	—	—	—	—
14. IX. 1929	0,9693	− 9,7	—	—	—	—
4. XII. 1929	0,9828	+ 4,1	—	—	—	—
18. XII. 1929	0,9826	+ 3,9	—	—	—	—
5. II. 1930	0,9791	+ 0,3	—	—	—	—
6. III. 1930	0,9816	+ 2,9	—	—	—	—
14. VII. 1930	0,9769	− 1,9	—	—	—	—
18. IV. 1932	—	—	—	—	0,9837	+ 2,5
18. III. 1935	0,9815	+ 2,8	—	—	—	—
20. III. 1936	0,9773	− 1,5	—	—	—	—
6. III. 1936	0,9797	+ 0,9	1,0006	+ 2,2	0,9791	− 2,1
2. XI. 1937	0,9809	+ 2,1	1,0013	+ 2,9	0,9796	− 1,6
Mittelwert.....	0,97881		0,99841		0,98121	
Mittlerer Fehler der einzelnen Messung:						
	$\varepsilon = \pm 3{,}85$ Promille,		± 4.44 Promille,		$\pm 2{,}41$ Promille	
Mittlerer Fehler des Mittelwertes:						
	$E = \pm 0{,}96$ Promille,		± 1.57 Promille,		$\pm 0{,}80$ Promille	

auch der β-Strahler, während einer Meßreihe sofort auffällig in Erscheinung treten. Da die einzelne Zeitmessung etwa 100 Sekunden betrug, und da selbst der geübteste Stopper kaum genauer als auf $\pm$ 0,2 Sekunden stoppen wird, so bedingt die subjektive Einzelbeobachtung eine Unsicherheit von $\pm$ 0,2 Proz. Durch Häufung der Beobachtungen und Mittelwertbildung läßt sich die Genauigkeit der Zeitmessung leicht weiter als auf $\pm$ 0,1 Proz. herabdrücken.

Schließlich lassen sich kleine Isolationsfehler eines Kondensators durch Beobachtung der Selbstentladung des Elektrometers leicht feststellen und bei der fast völligen Linearität seiner Voltempfindlichkeit unschwer in Rechnung setzen.

Da sich bei dem geschilderten Verfahren des Kapazitätsvergleichs alle Fehler der Meßinstrumente wie auch etwaiger Aktivitätsschwankungen der Radiumpräparate in idealer Weise herauskürzen, so dürfte dieses Verfahren ganz besonders zuverlässig sein. Die Schwankungen der Einzelvergleiche um die Mittelwerte in Tabelle III, die bei einigen Promille liegen, dürften also ganz überwiegend als Beobachtungsfehler anzusprechen sein, was auf völlige Konstanz der drei Harmskondensatoren schließen läßt.

VII. Aktivitäts- und Kapazitätsvergleich

Es wurden die Harmskondensatoren C_1, C_2 und C_3 am Großen Eichstandgerät 27 mit dem β-Strahler β_{12} nach Formel (5) verglichen. Die in Tabelle IV zusammengestellten Ergebnisse zeigen, daß die Abweichungen von den Mittelwerten alle innerhalb $\pm$ 1,22 Proz. streuen. Nur die Werte vom 18. IV. 1932 fallen stark heraus. Es kann kein Zweifel bestehen, daß hier ein Fehler im Protokoll vorliegt: der Vergleich hat höchstwahrscheinlich an einem anderen Eichstandgerät stattgefunden, und wegen der etwas

Tabelle IV

$\frac{V}{T_{Ra}} \cdot K_{t,H}$ für das Große Eichstandgerät 27 und Strahler β_{12}

Datum	C_1	Δ Promille	C_2	Δ Promille	C_3	Δ Promille
15. IX. 1928	—	—	3,670	− 1,9	—	—
14. IX. 1929	3,771	+ 4,0	3,662	− 4,1	—	—
18. XII. 1929	3,787	+ 5,6	3,720	+ 11,7	—	—
23. I. 1930	3,771	+ 4,0	3,691	+ 3,8	—	—
6. III. 1930	3,749	− 1,9	3,677	0,0	—	—
14. VII. 1930	3,758	+ 0,5	3,670	− 1,9	—	—
3. VIII. 1931	3,737	− 5,0	—	—	—	—
18. IV. 1932	(3,519)	(− 63,1)	—	—	(3,461)	(− 58,0)
6. III. 1936	3,772	+ 4,3	3,696	+ 5,2	3,693	+ 2,3
20. III. 1936	3,710	− 12,2	3,630	− 12,8	—	—
2. XI. 1937	3,753	− 0,8	3,681	+ 1,1	3,676	− 2,3
Mittelwert.....	3,7565		3,6774		3,6845	

Mittlerer Fehler der einzelnen Messung:

$\varepsilon = \pm 5{,}70$ Promille, $\pm 6{,}77$ Promille

Mittlerer Fehler des Mittelwertes:

$E = \pm 1{,}90$ Promille, $\pm 2{,}25$ Promille

verschieden starken Elektronmetallröhrchen werden die β-Strahlen verschieden stark absorbiert und wirksam gewesen sein. Lassen wir diesen Wert weg, so kann nach den Darlegungen unter V, 3 eine bessere Übereinstimmung wegen der Streuung des benutzten β-Strahlers nicht erwartet werden. Unter Anwendung der Formeln (4) und (5) folgt aus den Mittelwerten der Tabelle IV das Kapazitätsverhältnis

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{3{,}6774}{3{,}7565} = 0{,}97895\,,$$

was bis auf 0,14 Promille mit dem Mittelwert 0,97881 der Tabelle III übereinstimmt und dafür spricht, daß der Faktor $K_{t,H}$ im Mittel richtig in Rechnung gesetzt wurde. Die vorstehenden Ergebnisse liefern einen neuen Beweis für die Konstanz der Normalkondensatoren C_1 und C_2.

Anläßlich der Eichung anderer Kondensatoren nach Formel (4) wurde V/T_{Ra} am Großen Eichstandgerät 27 mit dem β-Strahler β_{12} für C_1, C_2 und C_3 bestimmt. Da $K_{t,H}$ hierfür nicht gebraucht wird, so wurde es auch nicht bestimmt. Bis auf den Einfluß schwankender Luftdichte müßten sich auch hier für die drei Kondensatoren Konstante ergeben. Sieht man aus den soeben dargelegten Gründen von den Werten am 18. IV. 1932 ab, so liegen trotzdem überraschenderweise

31 Proz. aller Werte innerhalb ± 0,5 Proz.
66 „ „ „ „ ± 1,0 „
82 „ „ „ „ ± 1,5 „ und
87 „ „ „ „ ± 2,0 „

und nur 5 der 37 Werte liegen zwischen 2,1 und 2,4 Proz. Größere Fehler treten überhaupt nicht auf.

Berechnet man aus den Mittelwerten der Tabelle V wiederum das Kapazitätsverhältnis C_1/C_2, so erhält man

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{3{,}358}{3{,}430} = 0{,}9790\,,$$

was bis auf 0,2 Promille mit dem Mittelwerte 0,97881 der Tabelle III übereinstimmt.

Um den unerwartet geringen Einfluß der Luftdichteschwankungen aufzuklären, wurden die $K_{t,H}$-Werte aus allen Messungen von Temperatur und Barometerstand gebildet, die im Laufe der letzten zehn Jahre im Laboratorium zu irgendeinem Zwecke ausgeführt worden waren. Es ließen sich aus Protokollen 41 Werte entnehmen. Ihr Mittelwert ergab sich zu 1,100; und zwar lagen

56 Proz. aller Werte innerhalb ± 0,5 Proz.
80 „ „ „ „ ± 1,0 „
93 „ „ „ „ ± 1,5 „ und
98 „ „ „ „ ± 2,0 „

Tabelle V

V/T_{Ra} für das Große Eichstandgerät 27 und den Strahler β_{12}

Datum	C_1	Δ Proz.	C_2	Δ Proz.	C_3	Δ Proz.
15. IX. 1928	—	—	3.386	+0,8	—	—
17. IX. 1928	3.508	+2,3	3.435	+2,3	3.399	+0,8
24. X. 1928	3.443	+0,4	3.350	−0,2	—	—
4. IV. 1929	—	—	3.362	+0,1	3.401	+0,9
14. V. 1929	—	—	3.387	+0,9	3.393	+0,6
20. VI. 1929	3.410	−0,6	3.344	−0,4	—	—
12. VII. 1929	3.450	+0,6	3.348	−0,3	—	—
14. IX. 1929	3.450	+0,6	3.348	−0,3	—	—
14. XII. 1929	3.348	−2,4	3.289	−2,0	—	—
18. XII. 1929	3.455	+0,7	3.395	+1,1	—	—
23. I. 1930	3.442	+0,4	3.370	+0,4	—	—
6. III. 1930	3.458	+0,8	3.392	+1,0	—	—
14. VII. 1930	3.432	0,0	3.354	−0,1	—	—
3. VIII. 1931	3.496	+1,9	—	—	—	—
18. IV. 1932	(3,185)	(−7,1)	—	—	(3,132)	(−7,1)
18. III. 1935	3.381	−1,4	3.319	−1,2	—	—
6. III. 1936	3.418	−0,3	3.394	+1,1	3.348	−0,7
20. III. 1936	3.359	−2,1	3.284	−2,2	—	—
2. XI. 1937	3.393	−1,1	3.330	−0,8	3.321	−1,5
Mittelwerte.....	3.430		3.358		3.372	
Mittlerer Fehler der einzelnen Messung:						
	$\varepsilon = \pm 1{,}33$ Proz.,		$\pm 1{,}16$ Proz.,		$\pm 1{,}07$ Proz.	
Mittlerer Fehler des Mittelwertes:						
	$E = \pm 0{,}344$ Proz.,		$\pm 0{,}282$ Proz.,		$\pm 0{,}477$ Proz.	

Nur ein einziger Wert lag um −3,1 Proz. unter dem Mittel. Diese Statistik zeigt, daß die Schwankungen von $K_{t,H}$ etwas kleiner sind als die der Werte in Tabelle V. Daß diese etwas größere Schwankungen aufweist, beruht einfach darauf, daß in Tabelle V außer $K_{t,H}$ auch noch die Schwankungen der β-Strahler eingehen. Es kann also gar kein anderes Ergebnis erwartet werden.

Es wäre vielleicht naheliegend, aus den geringen Schwankungen von $K_{t,H}$ den Schluß zu ziehen, man brauche in der Dosismessung, wenn man sich mit einer Genauigkeit von ± 2 Proz. begnügt, die Luftdichte überhaupt nicht zu berücksichtigen. Das wäre aber ein Trugschluß. Denn das Laboratorium ist durch Zentralheizung gut temperiert, so daß die Temperaturschwankungen verhältnismäßig gut ausgeschaltet sind und die beobachteten Schwankungen vorzugsweise auf die Schwankungen des Luftdrucks zurückzuführen sind. Oft wird man mit viel geringerer Konstanz der Temperatur zu rechnen haben, und wenn sich deren Einfluß überlagert, so nimmt auch die Ungenauigkeit zu. Bei der Dosismessung zu Bestrahlungszwecken kommt es aber auf die Genauigkeit der Einzelmessung an (nicht auf den Mittelwert wie in Tabelle V), und in die Einzelmessung geht der Einfluß der Luftdichte voll ein. Wer also die Luftdichte unberücksichtigt läßt und sie nicht ausschaltet, wie das die Eichstandgeräte tun, der muß damit rechnen, daß für einen Ort Mitteleuropas die Ergebnisse der Einzeldosierung zwischen + 7 Proz. und − 7 Proz. vom wahren Werte abweichen. Das heißt: er hat von vornherein im Einzelfall mit Dosisfehlern von ± 7 Proz. zu rechnen.

Die Genauigkeit des Kapazitäts- und Aktivitätsvergleichs steht indessen auch bei Verwendung von γ-Strahlern hinter der Zuverlässigkeit des unter VI geschilderten Kapazitätsvergleichs zurück. Denn entsprechend Formel (5) gehen in das Ergebnis ein:

a) Fehler der absoluten Angabe des Voltmeters;
b) Fehler der absoluten Zeitangabe der Stoppuhr;
c) Aktivitätsschwankungen des Radiumpräparats;
d) die Korrektur $K_{t,H}$ für die Luftdichte.

Alle diese Unsicherheiten fallen aber beim Kapazitätsvergleich nach VI heraus. Trotzdem haben aber die Kapazitäts- und Aktivitätsvergleiche den Wert, daß sie eine Kontrolle über

die zeitliche Konstanz des mittleren Wertes zulassen; und deshalb sind die vorliegenden Ergebnisse ein weiterer Beweis für die Konstanz sowohl der Kapazitäten als auch des β-Strahlers β_{12}.

VIII. Vergleich von Eichungen und Absolutbestimmungen

Innerhalb von zehn Jahren wurden solche Vergleiche 25mal durchgeführt. Über die Ergebnisse gibt Tabelle VI Aufschluß.

Abgesehen von den Absolutbestimmungen an den Geräten 12 und 27 wurde folgendermaßen vorgegangen:

1. wurde das in Spalte 2 bezeichnete Große Eichstandgerät dreielektrometrisch bei etwa 140 kV + 0,5 mm *Cu* nach Formel (6) geeicht; die so erhaltene Eichkonstante zeigt Spalte 5;
2. wurde der in Spalte 3 bezeichnete Kondensator durch Vergleich mit zweien der Normalkondensatoren C_1, C_2 und C_3 geeicht (nur in Ausnahmefällen diente statt eines der genannten ein später in Gebrauch genommener ebensolcher Normalkondensator C_{12}); und
3. wurde die Absolutbestimmung nach Formel (2) ausgeführt. Die hiermit erhaltene Eichkonstante gibt Spalte 4.

Die prozentischen Unterschiede zwischen Eichung und Absolutbestimmung ersieht man aus Spalte 6. Wie man erkennt, liegen

28 Proz. aller Unterschiede innerhalb ± 0,5 Proz.
60 „ „ „ „ ± 1,0 „

nur zwei Unterschiede sind größer als 2 Proz.

Bildet man das Mittel aus der letzten Spalte, so zeigt sich, daß die Eichungen im Mittel eine um 0,74 Proz. größere Eichkonstante liefern als die Absolutbestimmungen.

Für diese Ergebnisse ist folgendes von Bedeutung:

Tabelle VI

Vergleich von Eichungen und Absolutbestimmungen

Datum	Großes Eichstandgerät Nr.	Harms-Kondensator Nr.	Eichkonstante K absolut bestimmt	Eichkonstante K durch Eichung	Δ Prozent
15. VII. 1927	27	1	0,324	0,330	+ 1,7
30. VII. 1927	32	2	0,1798	0,1804	+ 0,3
13. II. 1928	26	5	0,189	0,188	− 0,5
15. IX. 1928	12	2	0,0305	0,0307	0,0
15. IX. 1928	12	2	0,2100	0,2102	+ 0,1
24. X. 1928	30	6	0,292	0,295	+ 1,0
4. IV. 1929	142	7	0,229	0,234	+ 2,3
17. V. 1929	139	8	0,225	0,226	+ 0,4
20. VI. 1929	147	9	0,241	0,243	+ 0,8
12. VII. 1929	8	10	0,265	0,263	− 0,8
14. IX. 1929	152	11	0,239	0,235	− 1,7
4. XII. 1929	145	12	0,257	0,262	+ 1,9
18. XII. 1929	158	13	0,2515	0,250	− 0,6
23. I. 1930	166	15	0,246	0,2466	+ 0,2
5. II. 1930	168	14	0,230	0,238	+ 0,8
6. III. 1930	169	17	0,244	0,248	+ 1,6
12. V. 1930	151	16	0,235	0,237	+ 0,9
19. VII. 1930	161	23	0,260	0,262	+ 0,8
3. VIII. 1931	178	25	0,261	0,265	+ 1,5
18. IV. 1932	173	24	0,238	0,241	+ 1,3
8. IX. 1933	187	6	0,1433	0,148	+ 3,3
19. III. 1935	186	20	0,170	0,172	+ 1,2
20. III. 1936	34	2	0,254	0,258	+ 1,6
28. I. 1937	189	23	0,197	0,196	− 0,5
5. III. 1937	185	22	0,1373	0,1384	+ 0,8

Die Länge L des Luftweges im Großen Eichstandgerät wurde in der vom Verfasser [3] geschilderten Weise mit einer Genauigkeit von etwa 0,1 Proz. bestimmt.

Die für die Absolutbestimmungen benutzten kreisrunden Blenden hatten stets einen Durchmesser von möglichst genau 2 cm. Dieser wurde einerseits mit Hilfe einer Leere festgelegt, andererseits wurde die Blendenfläche F durch Vergleich der Röntgenionisation bei wiederholtem Austausch gegen eine Normalblende an demselben Eichstandgerät bestimmt, wobei sich stets Übereinstimmung von etwa 0,1 Proz. ergab.

Die Spannung V wurde an einem Präzisionsvoltmeter (10-Ohm-Instrument) von Siemens & Halske abgelesen; die Konstanz der Voltangaben wurde durch den Vergleich zwei solcher Instrumente gewährleistet.

Rechnen wir im einzelnen mit den schon früher vom Verfasser [3] angegebenen Meßgenauigkeiten:

$C_{\text{Hartuskondensator}}$	0,3 Proz.
V	0,3 „
F	0,2 „
L	0,1 „
K_L	0,1 „
$K_{I,II}$	0,3 „
K_Z | für Fenster aus |	0,1 „
K_s | 0,2 mm Cellon |	0,05 „
	1,45 Proz.

so ergibt sich eine Gesamtgenauigkeit von $\pm$ 1,5 Proz. für die Absolutbestimmung.

Weiterhin ist zu bedenken, daß in die Δ der Tabelle VI auch die Unsicherheiten der Eichungen und, da Eichung und Absolutbestimmung oft nicht am gleichen Tage ausgeführt wurden, auch noch die Schwankungen der β-Strahler eingehen, mit denen die Eichstandgeräte ausgerüstet waren. Diese betragen aber nach V, 2 in 94 Proz. aller Fälle $\pm$ 1 Proz. Bedenkt man dies, so sind die nach Tabelle VI erhaltenen Unterschiede zwischen Eichung und Absolutbestimmung durchaus von der zu erwartenden Größe, und es erscheint durchaus fraglich, ob die oben erwähnten 0,74 Proz. Unterschied ihrer Mittelwerte reelle Bedeutung haben.

Der Umstand aber, daß die Unterschiede Δ zwischen Eichung und Absolutbestimmung im Laufe von zehn Jahren keinen systematischen Gang zeigen, ist ein weiterer Beweis für die Wahrung der „r"-Einheit in Göttingen.

IX. Vergleich der Eichgeräte 12 und 27

Von den verschiedenen Vergleichen der beiden stets zu Eichzwecken benutzten Großen Eichstandgeräte 12 und 27 mögen in Tabelle VII nur solche zusammengestellt werden, die mit γ-Strahler und dreielektrometrisch durchgeführt wurden. Sieht man EG 12 als durch EG 27 geeicht an, so ergeben sich die in den letzten vier Spalten aufgeführten Eichkonstanten für die Blenden 2 II L und 2 III L. Alle Eichungen wurden mit dem γ-Strahler γ_1 durchgeführt.

Wie man erkennt, liegen die Ergebnisse innerhalb einer 10jährigen Zeitspanne innerhalb $\pm$ 5 Promille. Dabei ist zu bedenken, daß in den Fällen, in denen an beiden Geräten dieselbe Blende verwendet wurde, eine etwaige Änderung derselben unbeachtet geblieben wäre, da sich dann die Radiumablaufzeiten im Zähler und Nenner von Gleichung (6) um denselben Faktor geändert haben würden. Daß eine solche Änderung der Blenden indessen nicht eingetreten sein kann, beweist die Konstanz der Ergebnisse, wenn verschiedene Blenden verwendet wurden.

Tabelle VII

Eichung des Großen Eichstandgeräts 12 durch das Große Eichstandgerät 27

Datum	Eichgerät EG 27 Blende	Geeichtes Gerät EG 12			
		Blende 2 II L	Δ Promille	Blende 2 III L	Δ Promille
17. IX. 1928	2 II L	0,2864	+ 5,0	0,0954	+ 1,6
2. I. 1929	L 59	—	—	0,0955	+ 2,6
24. III. 1936	2 II L	0,2840	− 3,5	—	—
8. X. 1936	L 61	0,2846	− 1,4	—	—
7. I. 1938	2 II L	0,2849	− 0,3	0,0949	− 2,6
7. I. 1938	L 59	—	—	0,0951	− 1,6
7. I. 1938	L 61	0,2851	+ 0,3	—	—
Mittelwerte		0,2850		0,0952	
Mittlerer Fehler der einzelnen Messung:		$\varepsilon = \pm$ 3,14 Promille,		$\pm$ 2,50 Promille	
Mittlerer Fehler des Mittelwertes:		$E = \pm$ 1,40 Promille,		$\pm$ 1,25 Promille	

Die Ergebnisse der Tabelle VII lehren dreierlei:

1. Daß innerhalb von 10 Jahren die „r"-Einheit mit einer Sicherheit von einigen Promille gewahrt wurde;
2. daß die dreielektrometrische Eichgenauigkeit von Großen Eichstandgeräten bei Verwendung desselben γ-Strahlers die äußerste Fehlergrenze von $\pm$ 5 Promille besitzt; und
3. daß die dreielektrometrische Eichgenauigkeit zweier Großer Eichstandgeräte, die mit verschiedenen γ-Strahlern ausgerüstet sind, bei etwa $\pm$ 7 Promille liegt, da dann zwar noch die Schwankungen der Tabelle I hinzukommen, es aber sehr unwahrscheinlich ist, daß in beiden Fällen die größtmöglichen Fehler mit denselben Vorzeichen auftreten.

X. Nacheichungen von Geräten, die sich im Gebrauch befinden

In einer ganzen Reihe von Fällen wurden Eichstandgeräte, die sich im Gebrauch meist an Krankenhäusern, bisweilen auch in industriellen Betrieben befanden, Nacheichungen unterworfen. Da sich aus den Unterschieden der Eichergebnisse und den dazwischenliegenden Zeiten interessante Schlüsse ziehen lassen, stellen wir die Ergebnisse für Große Eichstandgeräte in Tabelle VIII und für Kleine Eichstandgeräte in Tabelle IX zusammen. Ausgenommen hiervon wurden nur solche Geräte, die vor der zweiten Eichung auseinandergenommen worden waren, so daß sich beide Eichergebnisse nicht mehr miteinander vergleichen ließen. In beiden Fällen ist die prozentische Zunahme der Eichkonstanten bei der

Tabelle VIII

Nacheichung Großer Eichstandgeräte

Erste Eichung β-Strahler, Zweite Eichung γ-Strahler				Beide Eichungen γ-Strahler			
Großes Eichstand-gerät	Δ in Proz.	Zeitraum Jahre	Monate	Großes Eichstand-Gerät	Δ in Proz.	Zeitraum Jahre	Monate
120	+ 1,8	1	0	110	— 0,8	0	2
21	+ 0,8	2	2	145	+ 0,3	0	2
109*	+ 4,7	2	10	144	0,0	0	3
107*	— 1,2	3	11	145*	— 0,6	0	8
19	+ 3,0	4	5	167	— 1,1	0	11
14	+ 3,7	7	10	109*	+ 2,3	1	2
110	+ 3,2	8	0	34*	0,0	6	2
121*	+ 2,1	9	1	145*	0,0	6	11
20*	— 1,6	9	3	12*	— 0,8	7	6
22*	— 1,7	9	3	—	—	—	—
116	+ 0,7	9	11	—	—	—	—
Summe	+ 15,5	67,7			— 0,7	23,9	

Tabelle IX

Nacheichung Kleiner Eichstandgeräte

Erste Eichung β-Strahler, Zweite Eichung γ-Strahler				Beide Eichungen γ-Strahler			
Kleines Eichstand-gerät	Δ in Proz.	Zeitraum Jahre	Monate	Kleines Eichstand-gerät	Δ in Proz.	Zeitraum Jahre	Monate
105	— 1,3	1	1	154	+ 0,3	1	4
100	0,0	2	6	218	+ 0,2	3	9
8	— 0,5	2	6	5	+ 1,0	5	0
2	+ 3,7	2	6	193	+ 0,5	6	7
114	+ 3,2	3	0	3	+ 0,1	7	6
125	+ 2,4	3	0	146*	+ 3,5	8	0
142[1])	± 2,8	3	6	7*	+ 1,5	8	1
5	+ 3,3	8	1	159*	+ 2,3	8	3
130	+ 4,9	8	2	141*	+ 1,3	8	5
Summe	+ 15,7	34,3			+ 10,7	56,9	

[1]) Für eine Blende des Kleinen Eichstandgeräts 142 war die Abweichung + 2,8 Proz., für die andere — 2,7 Proz.

späteren Eichung gegenüber der ersten in der Reihenfolge der dazwischenliegenden Zeiträume angeordnet, und in beiden Tabellen sind links diejenigen Ergebnisse aufgeführt, bei denen die erste Eichung noch mit β-Strahler, die zweite aber mit γ-Strahler am Eichgerät ausgeführt wurde, während rechts die Ergebnisse stehen, bei denen beide Eichungen mit γ-Strahlern am Eichgerät vorgenommen wurden. Diejenigen Fälle, in denen bei der ersten und zweiten Eichung dieselbe Blende am Eichgerät diente, sind mit * bezeichnet. Alle in den Tabellen VIII und IX aufgeführten, zweimal geeichten Geräte waren mit β-Strahlern ausgerüstet[1]).

Zunächst zeigt sich, daß bei den Großen Eichstandgeräten die Eichunterschiede Δ bald positiv und bald negativ sind und daß ihr absoluter Betrag auch bei langen Zeiträumen nicht mit ihnen anwächst. Das zeigt sich besonders deutlich in den Fällen, in denen beide Eichungen mit γ-Strahler am Eichgerät ausgeführt wurden. Für große Zeiträume ist das Material hier deshalb spärlicher, weil die Eichungen erst seit dem 18. IX. 1928 mit γ-Strahler am Eichgerät durchgeführt wurden. Dieser Befund deutet darauf hin, daß die zeitliche Konstanz der mittleren Angabe bei den Großen Eichstandgeräten recht befriedigend ist. Ein Maß für die durchschnittliche Genauigkeit kann man gewinnen, wenn man die Summe der Δ durch die Summe der Zeiträume dividiert: man erhält dann (bei positivem Vorzeichen) die durchschnittliche prozentische Zunahme der Eichkonstanten pro Jahr oder, wenn man es auf ein nicht durch Nacheichung kontrolliertes Gerät umdeutet, die durchschnittliche prozentische Abnahme seiner Angabe pro Jahr. In Tabelle X

Tabelle X.

Durchschnittliche prozentische Änderung der Angabe eines Eichstandgerätes pro Jahr

Eichstandgeräte	Erste Eichung β-Strahler Zweite Eichung γ-Strahler	Beide Eichungen γ-Strahler
Große	− 0,23 Proz.	− 0,03 Proz.
Kleine	− 0,46 Proz.	− 0,19 Proz.

sind dementsprechend die Summen der Δ durch die Summen der Zeiten dividiert und mit entgegengesetztem Vorzeichen geschrieben: die Tabelle X gibt dementsprechend die durchschnittliche prozentische Änderung der Angabe eines unkontrollierten Eichstandgerätes pro Jahr. Wie man erkennt, ist sie für Große Eichstandgeräte überhaupt nicht mehr sicher nachweisbar, wenn beide Eichungen mit γ-Strahler ausgeführt wurden; und sie ergibt sich zu etwa $^1/_4$ Proz., wenn die erste Eichung mit β-Strahler vorgenommen wurde. Dies dürfte allerdings ein Zufallsergebnis sein, dessen Wert sich schon durch das Hinzukommen von ein oder zwei weiteren Einzelfällen sogar hinsichtlich des Vorzeichens ändern kann und dessen Ursache in den dem γ-Strahler gegenüber größeren Schwankungen der β-Strahler zu suchen ist (vgl. V, 3).

Wollen wir die Größe der Einzelabweichungen Δ der rechten Seiten von Tabelle VIII und IX deuten, so müssen wir, da das Eichgerät stets einen γ-Strahler, das geeichte Gerät aber stets einen β-Strahler besaß, auf Tabelle II zurückgreifen. Abgesehen von einem einzelnen herausfallenden Werte am 15. III. 1928 liegen in dieser alle Schwankungen des Aktivitätsverhältnisses γ/β zwischen $\pm$ 1,2 Proz. Rechnen wir hierzu als Unsicherheiten beider Eichungen zusammen $\pm$ 0,5 Proz., so würden wir im Höchstfalle Einzelabweichungen zwischen den beiden Eichungen von $\pm$ 1,7 Proz. oder vom absoluten Betrage 3,4 Proz. zu erwarten haben. Tatsächlich sind die Δ der Tabellen VIII und IX rechts bis auf einen Einzelwert von 3,5 Proz. meist wesentlich kleiner als 3,4 Proz. Die Ergebnisse der Nacheichungen stehen also in vollem Einklange mit der zu erwartenden Genauigkeit. Für die beiden linken Seiten der Tabellen VIII und IX würden wir nach dem unter V, 2 für das Aktivitätsverhältnis zweier β-Strahler Gesagten $\pm$ 2 Proz. $\pm$ 0,5 Proz. $= \pm$ 2,5 Proz. oder absolut 5 Proz. für den Höchstwert von Δ erwarten. Tatsächlich ist der größte beobachtete Unterschied zweier Eichungen nur 4,9 Proz., und die meisten anderen liegen wesentlich darunter. Die Ergebnisse stehen also auch für zwei Eichungen mit β-Strahlern durchaus im Einklange mit der zu erwartenden Genauigkeit.

Trotzdem mag es sein, daß ein kleiner Teil der beobachteten Schwankungen Δ noch auf eine andere Ursache zurückzuführen ist: eine etwaige Durchbiegung der Fenster. Beim Großen Eichstandgerät läßt sie sich leicht durch das bei der Absolutbestimmung angewandte Verfahren [3] ausschalten, was bei den Eichungen der Tabellen VIII und IX nicht geschah. Der Einfluß bleibt aber bei den Großen Eichstandgeräten in

1) Anmerkung. Als Kuriosum sei folgendes mitgeteilt: Das Große Eichstandgerät 11 wurde am 15. IX. 1926 zweielektrometrisch nach dem damaligen „Standardgerät" geeicht. Nach zweijährigem Gebrauch in Amerika war infolge völlig unzureichender Verpackung auf der Rücksendung das ganze Elektrometer abgebrochen. Nach provisorischem Ersatz des Fadensystems und Wiederaufstülpen des Elektrometergehäuses ergab die dreielektrometrische Neueichung am 11. IX. 1928 am Eichstandgerät 27 mit γ-Strahler nur + 2,1 Proz. Unterschied!

jedem Falle gering, da bei ihrer Kammerlänge von etwa 30 cm eine Änderung des Luftweges von 3 mm vorhanden sein müßte, um einen Fehler der Ionisation von 1 Proz. zu bedingen.

Indessen ließe sich auch dieser Einfluß praktisch restlos vermeiden, wenn man die Cellonfenster durch 0,5 mm starke Kohlemembranen ersetzte, die völlig plan und undurchbiegbar sind, so daß auch nach Auswechseln der Membranen (z. B. nach Beschädigungen) die Länge des Luftweges auf mehr als 1 Promille entsprechend 0,3 mm gewährleistet wäre. Zwar ist die Härteabhängigkeit für weichere Strahlungen dann etwas größer; aber dieser kleine Nachteil wird, wo es darauf ankommt, reichlich aufgewogen durch den großen Vorteil, daß ein solches Großes Eichstandgerät, mit Kohlenmembranen als Fenster und mit einem oder zwei γ-Strahlern ausgerüstet, ein geradezu ideales Normalgerät von unübertrefflicher Zuverlässigkeit, Meßgenauigkeit, Konstanz und Transportsicherheit darstellt.

Aus den Erfahrungen an Großen Eichstandgeräten lassen sich damit vier Folgerungen ziehen:

1. Die zeitliche Konstanz der mittleren Angabe Großer Eichstandgeräte ist so vollkommen, daß Abweichungen innerhalb von zehn Jahren nicht nachgewiesen werden konnten.
2. Die Schwankungen der Einzelangaben eines mit β-Strahlern ausgerüsteten Großen Eichstandgerätes liegen bei etwa $\pm$ 1,5 bis $\pm$ 2 Proz.
3. Die Schwankungen der Einzelangaben eines mit γ-Strahlern ausgerüsteten Großen Eichstandgerätes liegen bei etwa $\pm$ 0,5 Proz., wenn man entweder die etwaige Durchbiegung der Fenster mißt und in Rechnung setzt, oder wenn man die Fenster aus starrem Material, wie z. B. Kohlemembranen herstellt.
4. Auch bei Eichungen im Dreielektrometerverfahren und bei Verwendung von γ-Strahlern am Eichgerät muß mit kleinen Eichfehlern von einigen Promille gerechnet werden. Bei der Kontrolle der Konstanz eines Gerätes durch Wiederholung der Eichung ist zu beachten, daß die Eichfehler bei beiden Eichungen entgegengesetztes Vorzeichen haben können.

Für Kleine Eichstandgeräte ist die durchschnittliche prozentische Änderung pro Jahr nach Tabelle X größer als beim Großen Eichstandgerät. Wegen des viel kleineren Luftweges in der Kammer muß beim Kleinen Eichstandgerät eine bestimmte Fensterdurchbiegung etwa dreimal so stark ins Ergebnis eingehen wie beim Großen. Hierzu kommt, daß beim Kleinen Eichstandgerät die Fenster weniger geschützt liegen und gekrümmt sind, so daß sie, besonders bei unachtsamer Behandlung, leichter Durchbiegung erleiden. In der Tat lehrt Tabelle IX, daß in der Mehrzahl aller Fälle die Eichkonstante bei der Nacheichung größer geworden ist, was sich durch Verkürzung des Luftweges in der Kammer deuten ließe. Durch Umkonstruktion der Fenster ließe sich dieser Nachteil zweifellos verbessern. Nichts stünde im Wege, auch hier Kohlemembranen zu verwenden.

Tabelle XI

Prozentische Eichunterschiede Δ zwischen Eichungen im Drei- und Zweielektrometerverfahren

Großes Eichstandgerät	Datum	Röntgenmaschine	Röntgenröhre	Δ in Proz.
12	18. IX. 1928	Heliopan	Metro	+ 2,0
	24. III. 1936	Stabilivolt	Doglas	− 3,2
34	7. I. 1929	Intensivreform	Metro	+ 2,0
	20. III. 1936	Stabilivolt	Doglas	− 4,0
109	31. V. 1929	Intensivreform	Metro	+ 1,8
	26. VII. 1930	Heliopan	Metro	+ 2,6
110	22. X. 1935	Stabilivolt	Doglas	+ 1,1
	19. XII. 1935	Stabilivolt	Doglas	− 3,4
144	23. III. 1929	Intensivreform	Metro	+ 1,8
	24. VI. 1929	Intensivreform	Metro	0,0
145	5. IV. 1929	Intensivreform	Metro	+ 1,8
	18. VI. 1929	Intensivreform	Metro	+ 1,8
	6. XII. 1929	Heliopan	Metro	+ 1,9
	25. III. 1936	Stabilivolt	Doglas	− 3,9
167	18. VII. 1930	Heliopan	Metro	+ 3,7
	27. VI. 1931	Heliopan	Metro	− 1,8

XI. Genauigkeit des Zwei- und Dreielektrometerverfahrens

Da bei den Eichungen im Bündel *B* als Vergleichsgerät stets ein geeichtes Großes Eichstandgerät diente, so kann man unter Beachtung der Fokusabstände nach Gleichung (7) auch mit seiner Hilfe eine Eichung des zu eichenden Gerätes durchführen und das Ergebnis mit demjenigen des Dreielektrometerverfahrens vergleichen. Wir beschränken uns darauf, aus dem ungeheuer umfangreichen Material jene Eichungen herauszugreifen, auf die sich die rechte Seite der Tabelle VIII bezieht. Die prozentischen Abweichungen Δ des zweielektrometrischen Eichergebnisses vom dreielektrometrischen zeigt Tabelle XI. Man erkennt, daß die mit mehr als sechsjährigem Abstande durchgeführten Eichungen von Gerät 145 zweielektrometrische Unterschiede ergaben, die zwischen + 1,8 und −3,9 Proz. lagen, also insgesamt 5,7 Proz. ausmachten, und daß sich bei Gerät 34 gar insgesamt 6 Proz. Unterschied zeigten, während die dreielektrometrische Eichung in beiden Fällen 0 Proz. Unterschied ergab (vgl. Tabelle VIII, rechts).

Die ungeheuere Überlegenheit des Dreielektrometerverfahrens über das Zweielektrometerverfahren dürfte damit eindeutig erwiesen sein.

XII. Übereinstimmung der „r"-Einheit in Göttingen und an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Über eine Prüfung dieser Übereinstimmung haben Behnken und Jaeger [11] im April 1930 berichtet. Drei Große und drei Kleine Eichstandgeräte, zwei davon überdies ausgerüstet mit sogenannten Löffelkammern, waren in Göttingen geeicht worden. Sie hatten sich schon längere Zeit in Händen von Ärzten, von anderen Eichstellen und industriellen Laboratorien befunden, als sie von Behnken und Jaeger mit dem Standardgerät der PTR. verglichen wurden.

Die Methode des Vergleichs war folgende: ein von der PTR. konstruiertes, mit Fingerhutkammer, Elektrometer und Uranstromstandard ausgerüstetes Gerät „AG I" wurde einerseits am Eichstand der PTR. geeicht, andererseits wurde es mit den Eichstandgeräten geeicht. Die so von der PTR. auf zwei verschiedenen Wegen erhaltenen Eichkonstanten K ihres Gerätes „AG I" sind in Tabelle XII in den beiden vorletzten Spalten gegenübergestellt, während die letzte Spalte die prozentischen Unterschiede dieser Eichergebnisse wiedergibt. Die Tabelle ist die von Behnken und Jaeger veröffentlichte Originaltabelle, der nur die Angaben über die Eichung der Eichstandgeräte in Göttingen vom Verfasser hinzugefügt wurden.

Für den Vergleich ist nun folgendes von grundsätzlicher Bedeutung. Während nach der von Behnken und Jaeger in Fig. 1 ihrer Veröffentlichung dargestellten Eichkurve ihres Gerätes „AG I" dessen Eichkonstante von harten Strahlen herab bis zu solchen von etwa 0,25 mm *Cu* Halbwertschicht härteunabhängig ist, steigt sie mit weiter abnehmender Strahlenhärte immer mehr an. Behnken und Jaeger betonen daher mit Recht, daß die ungenaue Reproduktion der Strahlenqualität, die bei den härteren Strahlen ohne Einfluß ist, bei den weichen Strahlen eine Fehlerquelle darstelle. Und sie ziehen daraus mit Recht den Schluß: „Für die grundsätzliche Entscheidung, ob das „r" in der PTR. und bei Küstner gleich groß gefunden wird oder nicht, sind also nur die Messungen bei mehr als 0,2 mm *Cu* HWS heranzuziehen." Diese Zahlenwerte hat der Verfasser daher in Tabelle XII fett gedruckt. Aus ihnen ergibt sich aber der Mittelwert der prozentischen Abweichungen Δ zu + 0,214 Proz. Dabei zeigt sich, daß der größte Einzelunterschied Δ von + 2,1 Proz. bei der Löffelkammer des Kleinen Eichstandgerätes 5 auftritt; alle anderen Δ liegen unter ± 1,5 Proz. Nun ist aber der Strahlenweg in einer Löffelkammer zwischen deren Fenstern nur 2,8 cm lang; eine geringe Durchbiegung der Fenster muß also weit stärker als Fehler in das Ergebnis eingehen als bei der Kammer eines Eichstandgerätes selbst. Um die Übereinstimmung der „r"-Einheit mit der Genauigkeit von einigen Promille zu prüfen, können wir die Untersuchungen an Löffelkammern also nicht als stichhaltig ansehen. Lassen wir sie unberücksichtigt, und ziehen wir zum Vergleich nur die mit Eichstandgeräten selbst gewonnenen Ergebnisse heran, so erhalten wir oberhalb 0,2 mm *Cu* HWS für die prozentischen Unterschiede Δ den Mittelwert

$$\underline{\Delta_m = -0{,}028 \text{ Proz.}}$$

Dieses Ergebnis des Vergleiches der „r"-Einheit der PTR. und in Göttingen ist so vorzüglich, daß Behnken und Jaeger mit Recht sagen, „daß nachweisbare Unterschiede nicht bestehen". Und wenn sie fortfahren: „Das von Küstner bestimmte ‚r' stimmt mit dem ‚r' der PTR. offenbar auf weniger als 1 Proz. überein", so dürfte auf Grund obigen Tatbestandes statt „1 Proz." sogar „1 oder einige Promille" gesetzt werden.

Um dieses ausgezeichnete Ergebnis gerecht zu würdigen, muß noch folgendes mit allem Nachdruck hervorgehoben werden:

Tabelle XII

Eichung des Geräts „AG I" der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durch diese, und zwar a) mit Hilfe ihres Normalgeräts, und b) mit Hilfe von sechs früher von Küstner in Göttingen geeichten und im praktischen Gebrauch befindlichen Eichstandgeräten

Bezeichnung des Küstnergeräts	Angaben über die Eichungen in Göttingen				Angaben über den Vergleich an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt					
	Datum	Eichgerät	Eichverfahren	β- oder γ-Strahler	kV	Filter in mm	Halbwertschicht in mm *Cu*	K nach Küstner	K nach PTR.	Δ in Proz.
Kleines EG 6 Blende 14	21. VI. 1927	EG 12	3-El.	β_{26}	60	—	0,026	0,0923	0,0930	− 0,6
					110	1 *Al*	0,10	0,0875	0,0885	− 1,2
					120	2 *Al*	0,15	0,0870	0,0850	+ 0,6
					150	0,5 *Cu*	**0,70**	**0,0855**	**0,0855**	**0,0**
					200	2,0 *Cu*	**1,80**	**0,0855**	**0,0855**	**0,0**
Großes EG 7 Blende 23	28. VII. 1926	Standardgerät	2-El.	γ	110	4 *Al*	0,20	0,0840	0,0855	− 1,7
					150	0,5 *Cu*	**0,70**	**0,0843**	**0,0855**	**− 1,4**
					190	1,2 *Cu*	**1,54**	**0,0845**	**0,0855**	**− 1,2**
Kleines EG 5 Blende 11	12. X. 1927	EG 27	3-El.	β_{12}	110	4 *Al*	0,20	0,0867	0,0855	+ 1,4
					150	0,5 *Cu*	**0,70**	**0,0850**	**0,0855**	**− 0,6**
					200	2,0 *Cu*	**1,80**	**0,0860**	**0,0855**	**+ 0,6**
Kleines EG 5 Löffelkammer	8. IV. 1929	EG 27	3-El.	γ_1	150	0,5 *Cu*	**0,70**	**0,0865**	**0,0855**	**+ 1,2**
					190	1,5 *Cu*	**1,65**	**0,0873**	**0,0855**	**+ 2,1**
Großes EG 144 Blende 138	24. VI. 1929	EG 27	3-El.	γ_1	50	—	0,022	0,0995	0,0980	+ 1,5
					60	—	0,026	0,0996	0,0975	+ 2,1
					100	1 *Al*	0,09	0,0945	0,0915	+ 3,3
					110	4 *Al*	0,20	0,0887	0,0865	+ 2,6
					150	0,5 *Cu* + 1 *Al*	**0,70**	**0,0855**	**0,0860**	**− 0,5**
					190	1,0 *Cu* + 1 *Al*	**1,48**	**0,0862**	**0,0855**	**+ 0,8**
Großes EG 144 Löffelkammer	26. III. 1929	EG 27	3-El.	γ_1	50	—	0,022	0,102	0,0980	+ 4,0
					70	—	0,028	0,099	0,0962	+ 2,8
					100	1 *Al*	0,09	0,091	0,0902	+ 0,9
					100	2 *Al*	0,13	0,089	0,0880	+ 1,1
					110	4 *Al*	0,20	0,086	0,0860	0,0
					150	0,5 *Cu* + 1 *Al*	**0,70**	**0,0855**	**0,0855**	**0,0**
Großes EG 145 Blende KA_2	5. IV. 1929	EG 27	3-El.	γ_1	140	0,3 *Cu*	**0,54**	**0,0861**	**0,0855**	**+ 0,6**
Kleines EG 154 Blende 104	27. III. 1930	EG 27	3-El.	γ_1	70	—	0,028	0,0977	0,0962	+ 1,5
					100	1 *Al*	0,09	0,0915	0,0900	+ 1,6
					180	0,5 *Cu* + 1 *Al*	**0,95**	**0,0860**	**0,0855**	**+ 0,6**
					195	2 *Cu*	**1,85**	**0,0862**	**0,0855**	**+ 0,8**

Um das „AG I" nach dem „r" der PTR. zu eichen, ist

1. nur ein einziger Eichvorgang nötig;
2. kann dieser jederzeit, und daher auch unmittelbar vor oder auch nach der Eichung des „AG I" mit einem der Eichstandgeräte, oder sogar vor und nach dieser erfolgen, und
3. wird er im Laboratorium der PTR. selbst durchgeführt, ohne daß ein Zwischentransport und eine dazwischen liegende Benutzung des „AG I" von dritter Seite stattfinden müßte.

Diese Vorteile zugunsten des „AG I" treten deutlich in der vorletzten Spalte der Tabelle XII in Erscheinung: von allen fettgedruckten Eichkonstanten der PTR. haben 13 den Wert 0,0855 und nur eine einzige wird zu 0,0860 angegeben!

Demgegenüber sind, um das „AG I" nach dem Göttinger „r" zu eichen,

1. zwei Eichvorgänge nötig, nämlich zunächst die Eichung des von der PTR. benutzten Eichstandgerätes in Göttingen, und dann die Eichung des „AG I" nach dem Eichstandgerät durch die PTR.;

2. liegt zwischen der Göttinger Eichung (Spalte 2 von Tabelle XII) und der Eichung an der PTR. Anfang 1930 ein Zeitraum, der zum Teil mehr als drei Jahre beträgt; und
3. sind die Eichstandgeräte zwischen beiden Eichungen nicht allein mehrfach transportiert worden, sondern auch von dritter Seite praktisch benutzt worden.

Die Eichstandgeräte waren also bei dem angewandten Verfahren in jeder Hinsicht im Nachteil; und das kommt auch darin zum Ausdruck, daß (unter Ausschluß der Löffelkammern) die mit ihnen erhaltenen Eichkonstanten K gemäß der drittletzten Spalte von Tabelle XII zwischen 0,0843 und 0,0862 liegen, also um den Mittelwert

$$0{,}0853 \pm 0{,}0010$$

mit $\pm$ 1,2 Proz. schwanken[1]).

Daß die Schwankungen der Einzelwerte trotzdem nicht größer sind, bestätigt den oben bereits erbrachten Beweis sowohl der vorzüglichen zeitlichen Konstanz der mittleren Angabe, als auch der großen Meßgenauigkeit der Eichstandgeräte.

Zusammenfassung

1. Auf Grund zehnjähriger Erfahrung wird über die Wahrung der „r"-Einheit in Göttingen und die hierbei und bei Eichstandgeräten überhaupt erzielte Meßgenauigkeit sowie über die Meßmethoden berichtet.
2. Ein von Behnken und Jaeger im Frühjahr 1930 an der PTR. mit Hilfe von sechs Eichstandgeräten durchgeführter Vergleich der Göttinger „r"-Einheit mit derjenigen der PTR. zeigt, daß alle stichhaltigen Einzelwerte zwischen $\pm$ 1,4 Proz. liegen; ihr Mittelwert ergibt bessere Übereinstimmung beider Einheiten als 0,03 Proz.
3. Als unveränderte Normale zur Wahrung und Absolutbestimmung der „r"-Einheit und zu Eichungen dienten in Göttingen zwei Große Eichstandgeräte mit ihren Blenden, zwei γ-Strahler, zwei β-Strahler und drei Harmssche Normalkondensatoren besonders widerstandsfähiger Bauart. Durch ein Flechtwerk wechselseitiger Kontrollen wurde ihre Unveränderlichkeit geprüft und erwiesen.
4. Das Aktivitätsverhältnis der beiden γ-Strahler erwies sich als völlig konstant. 70 Proz. aller Beobachtungen streuten innerhalb $\pm$ 1,6 Promille und alle Werte innerhalb $\pm$ 4 Promille um den Mittelwert.
5. Das Aktivitätsverhältnis der beiden β-Strahler erwies sich ebenfalls als völlig konstant. 71 Proz. aller Beobachtungen streuten innerhalb $\pm$ 0,5 Proz. und alle Werte innerhalb $\pm$ 2 Proz. um den Mittelwert.
6. Die Kapazitätsverhältnisse der drei Harmsschen Normalkondensatoren erwiesen sich gleichfalls als völlig konstant und in vorzüglicher Übereinstimmung mit dem Eichbefund der PTR.; die Einzelmeßwerte streuen innerhalb einiger Promille um die Mittelwerte.
7. Das Verhältnis dieser Kapazitäten und der Aktivität des einen β-Normalstrahlers erwies sich als konstant mit einer Meßgenauigkeit von $\pm$ 1,3 Proz., die durch die Aktivitätsschwankungen des β-Strahlers beeinflußt ist.
8. In 25 Fällen wurde die „r"-Einheit an verschiedenen großen Eichstandgeräten absolut bestimmt und mit der hiervon unabhängigen Eichung dieser Geräte nach den Göttinger Normalgeräten verglichen. In 28 Proz. aller Fälle lagen die Unterschiede der Ergebnisse innerhalb $\pm$ 0,5 Proz. und in 60 Proz. aller Fälle innerhalb $\pm$ 1 Proz.; nur zwei Unterschiede waren größer als $\pm$ 2 Proz. Das Ergebnis steht im Einklange mit der Schwankung der β-Strahler der geeichten Geräte und der Genauigkeitsgrenze der Absolutbestimmung von $\pm$ 1,5 Proz.
9. Wiederholte gegenseitige Eichung der beiden mit γ-Strahlern ausgerüsteten und bei allen Eichungen verwandten Großen Eichstandgeräte lieferten Übereinstimmung innerhalb $\pm$ 5 Promille.
10. Das Dreielektrometerverfahren des Verfassers hat sich dem Zweielektrometerverfahren als so weitgehend überlegen erwiesen, daß es seit 1927 für Eichungen allein verwandt wurde. Seine äußerste meist unterschrittene Fehlergrenze dürfte $\pm$ 7 Promille betragen.
11. Nacheichungen Großer Eichstandgeräte, die sich bis zu Zeiträumen von fast zehn Jahren im Gebrauch von Ärzten oder industriellen Laboratorien befanden, lieferten die aus der erreichbaren Eichgenauigkeit und der Schwankung der β-Strahler erwarteten Unterschiede von einigen Prozenten. Diese steigen nicht mit dem Zeitraum an und haben wechselndes Vorzeichen, was auf gute Wahrung der den Eichungen zugrunde gelegten „r"-Einheit schließen läßt.

1) Anmerkung. Das ursprünglich am 28. VII. 1926 zweielektrometrisch nach dem Göttinger Standardgerät geeichte und daher nicht mit in Tabelle VIII aufgenommene Große Eichstandgerät 7 wurde am 13. IX. 1933 dreielektrometrisch an dem Großen Eichstandgerät 27 mit γ-Strahler nachgeeicht. Trotz des dazwischenliegenden Zeitraumes von 7 Jahren 2 Monaten betrug der Eichunterschied nur $-$ 0,4 Proz.! Die Untersuchung der PTR. mit diesem Gerät (Tabelle XII) fällt in die Zwischenzeit!

12. Die Verflechtung der unter 3—11 genannten Kontrollen, die vorzügliche Konstanz der konstant zu haltenden Normale und Größen, die Übereinstimmung der prozentischen Genauigkeit bei ihrer Einzelbestimmung mit den statistischen Schwankungen der radioaktiven Normale und den Grenzen der erreichbaren Meßgenauigkeit beweist, daß die Göttinger „r"-Einheit seit mindestens zehn Jahren vollkommen konstant geblieben ist und noch heute dieselbe ist, die mit derjenigen der PTR. im Jahre 1930 übereinstimmte.
13. Ein Großes Eichstandgerät, dessen Fenster aus undeformierbaren Kohlemembranen bestehen und das mit zwei γ-Strahlern ausgerüstet ist, die sich gegenseitig kontrollieren lassen, ist wegen der Einfachheit seines Prinzips ein von Schwankungen der Luftdichte weitgehend unabhängiges Normal der „r"-Einheit, dessen Meßgenauigkeit, Konstanz, Transportsicherheit und Handlichkeit für Eichzwecke unerreicht sein dürfte.

Allen meinen Mitarbeitern, die in unermüdlichem Fleiße halfen, die mühsamen Untersuchungen durchzuführen, ganz besonders aber Herrn Dr. Hermann Hase und Herrn Dr. Karl Großkurth, sei mein wärmster Dank gesagt.

Literaturverzeichnis

1) H. Küstner, Strahlenther. **15**, 611, 1923.
2) H. Küstner, Verh. d. Dtsch. Röntgen-Ges. XVII, 1, 1926; Strahlenther. **24**, 501, 1927; Physik. Zeitschr. **28**, 797, 1927.
3) H. Küstner, Physik. Zeitschr. **28**, 797, 1927; Strahlenther. **27**, 331, 1928.
4) H. Küstner, Strahlenther. **26**, 397, 1927.
5) H. Hase, H. Küstner und I. Piepenborn, Strahlenther. **31**, 751, 1929.
6) H. Hase und H. Küstner, Strahlenther. **30**, 86, 1928.
7) H. Küstner, Strahlenther. **27**, 124, 1928 und **30**, 334, 1928.
8) H. Hase und H. Küstner, Strahlenther. **29**, 730, 1928.
9) H. Habs und H. Küstner, Strahlenther. **34**, 823, 1929.
10) G. Spiegler und K. Juris, Strahlenther. **54**, 174, 1935.
11) H. Behnken und R. Jaeger, Strahlenther. **36**, 778, 1930.

Göttingen, Laboratorium für Medizinische Physik an der Universität.

(Eingegangen 5. August 1938)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

R. Becker, Probleme der technischen Magnetisierungskurve. Vorträge gehalten in Göttingen im Oktober 1937 von R. Becker, K. J. Sixtus, W. Döring, M. Kersten, J. L. Snoek, G. Richter, H. Schulze, G. Masing, W. Gerlach, H. Lange. 172 S. 102 Abb. Berlin 1938. J. Springer. Brosch. RM 16,50.

Die zehn Vorträge des Göttinger Kolloquiums sind Beiträge von Vertretern der theoretischen und experimentellen Physik sowie der Metallkunde zu den neueren Problemen der Magnetisierungskurve. Die ersten vier stehen im Zeichen eines vielversprechenden lebhaften Fortschrittes in der Erforschung der irreversiblen Vorgänge. Nach einem kurzen Überblick über den gegenwärtigen Stand des Wissens um die reversiblen Vorgänge weist R. Becker auf die besondere Rolle der „Blochschen Wand" zwischen zwei Bezirken entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung hin. K. J. Sixtus gibt eine Zusammenfassung seiner gemeinsam mit Tonks in Amerika ausgeführten Versuche über große Barkhausen-Sprünge. Für die weitere theoretische Entwicklung ist es von besonderer Bedeutung, daß er künstliche Ummagnetisierungskeime erzeugen konnte, deren Wachstum gehemmt ist. Im nächsten Vortrag nämlich kann W. Döring zeigen, wie man durch theoretische Untersuchung der Wachstumsbedingungen dieser Keime die Messungen von Sixtus zu einer Berechnung der Oberflächenenergie der „Blochschen Wand" auswerten kann. Das Ergebnis liefert die erste experimentelle Stütze der Blochschen Formel. Im engen Zusammenhang mit dem vorigen steht der Vortrag von M. Kersten, der sich mit der Deutung der Koerzitivkraft beschäftigt. Nach eingehender Untersuchung der Abhängigkeit der für einen Barkhausen-Sprung notwendigen Mindestfeldstärke von Größe und Dispersitätsgrad der Eigenspannungen kommt er zu Formeln über den Mindestwert und Höchstwert der Koerzitivkraft, die zum Teil der unmittelbaren experimentellen Prüfung zugänglich sind. Über den Mechanismus der Koerzitivkrafterhöhung bei zwei verschiedenen ternären Legierungen (*Fe-Co-Mo* und *Fe-Ni-Al*) berichtet J. L. Snoek. Es zeigt sich, daß die Ursachen der magnetischen Härtung in beiden Fällen in typisch verschiedenen Elementarvorgängen zu suchen sind. Die beiden folgenden Vorträge behandeln die magnetische und mechanische Nachwirkung und ergänzen sich gegenseitig. G. Richter berichtet über statische Versuche an Karbonyleisen, H. Schulze über Wechselstrommessungen. Die Ergebnisse beider, die in ausgezeichnetem Einklang stehen, lassen vermuten, daß die Erscheinungen der magnetischen und mechanischen Nachwirkung die gleiche physikalische Ursache haben. Anschließend bespricht G. Masing ein rein metallographisches Thema: „Der Zerfall der Mischkristalle in den *Co-Ni-Cu*-Legierungen im festen Zustand." W. Gerlach zeigt in seinem Vortrag über die Anwendung ferromagnetischer Messungen auf das Problem der Ausscheidungshärtung die enge Verknüpfung von

Metallkunde und ferromagnetischer Forschung. Diese kommt auch in den Ausführungen von H. Lange, der die Reihe beschließt, zum Ausdruck. Er berichtet über einige neuere Geräte für magnetische Messungen und damit erzielte Meßergebnisse bei metallkundlichen Untersuchungen. Die Vielseitigkeit der Themen und die klare Darstellung, die durch zahlreiche Abbildungen unterstützt wird, sollte dem Bändchen viele Freunde auch in den Kreisen der Nichtspezialisten erwerben.

H. Barwich

H. Blasius, Wärmelehre, Physikalische Grundlagen vom technischen Standpunkt. 2. Aufl. Din A 5. VIII u. 276 S. Mit 101 Abb. Hamburg 1937. Boysen u. Maasch. RM 7.60.

Das Buch ist aus dem Unterricht an technischen Mittelschulen erwachsen, es ist aber auch als Ergänzung für das Hochschulstudium zu empfehlen. Auch die zweite Auflage wird rasch das Vertrauen der Leser erwerben. Die auf dem empirischen Gesetz aufbauende Entwicklung der Wärmelehre führt zu einer leichtverständlichen Darstellung, die zwischen den Auffassungen des Physikers und des Ingenieurs zu vermitteln sucht. Die zweite Auflage ist durch die Aufnahme einer Reihe neuer Aufgaben erweitert worden, die dem Ganzen eine neue Belebung verleihen. Außerdem ist ein Abschnitt über die nichtidealen Gase aufgenommen. Möge auch der zweiten Auflage des Buches die gute Aufnahme beschieden sein, die sie verdient!

A. Naumann

O. v. Auwers, Magnetische und elektrische Eigenschaften des Eisens und seiner Legierungen. Mit 628 Figuren. Berlin 1938. Verlag Chemie GmbH. RM 112.—.

Das Buch ist eine Zusammenstellung der drei Beiträge, die O. v. Auwers zu Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie gegeben hat und die an dieser Stelle schon kurz besprochen wurden[1]).

1) Physik. Zeitschr. **36**, 149, 1935; **38**, 199, 1937; **39**, 565, 1938.

Die einzigartige Stellung und die Bedeutung gerade dieser Beiträge für den Physiker und den Elektrotechniker läßt es begrüßenswert erscheinen, daß sie jetzt auch gesammelt als Sonderwerk erhältlich sind. Das Buch wird bald zu dem notwendigsten Rüstzeug jedes Fachmannes gehören. Neben dem Mut, der dazu gehört, eine solche Arbeit vorzunehmen, ist der große Fleiß zu bewundern, mit dem das gesamte Schrifttum wohl lückenlos erfaßt wurde, sowie die Art der Darstellung, die dem Verfasser bei Wahrung aller Objektivität doch noch eine eigene Stellungnahme ermöglicht. Eine geschlossene und einheitliche Wirkung des Buches ist so erreicht worden.

Im einzelnen lassen sich an manchen Stellen Einwendungen machen. Dem Referenten erscheint beispielsweise die Fragestellung nach der Curietemperatur S. 1456/57 *Fe* (*A*) und S. Erg. 2 *Fe* (*D*) verwirrend zu wirken, weil gerade die Verfasser, die den Curiepunkt als einen genau bestimmbaren Temperaturpunkt ansehen, nie daran gezweifelt haben, daß die magnetische Umwandlung innerhalb eines großen Temperaturbereiches stattfindet, dessen obere Grenze eben der Curiepunkt ist. Die Verwirrung scheint mit dem nicht ganz einwandfreien Begriff der einphasigen Umwandlung zusammenzuhängen. Auch scheint die Angabe der magnetischen Eigenschaften einzelner 4–7-Stofflegierungen nur dann einen Sinn zu haben, wenn diese in der Technik gebraucht werden, so daß der Wert vieler Angaben recht zweifelhaft ist. Es wäre aber falsch anzunehmen, daß der Wert des Buches durch solche Einwendungen irgendwie geschmälert würde. Gegenüber der einzigartigen Leistung muß jede Kritik kleinlich erscheinen.

Der große Wert des Buches liegt in der lückenlosen Erfassung aller irgendwo vorhandenen Meßwerte und wohl so gut wie aller Arbeiten des in- und ausländischen Schrifttums. Voraussetzung für seinen sinnvollen Gebrauch ist eine weitgehende Vertrautheit mit der Materie, die aus dem Buche selbst nicht gewonnen werden kann. Physiker, die mit metallkundlichen Fragestellungen nicht vertraut sind, sollten beim Gebrauch des Buches als Nachschlagewerk daher vorsichtig sein. Für seine große Arbeit ist Herrn v. Auwers der Dank aller Fachgenossen sicher.

Heinrich Lange

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Technischen Hochschule München Dr.-Ing. Erich Kadmer für Chemische Technologie der Öle und Fette, an der Universität Leipzig Dr. Karl Hermann Geib für Chemie.

Ernannt: Der Dozent an der Universität Göttingen Dr. Günther Rienäcker zum beamteten a. o. Professor für anorganisch-analytische und technologische Chemie, der Dozent für Mathematik an der Universität Halle Dr. Heinrich Behmann zum a. o. Professor ebenda, der a. o. Professor für Astronomie und Astrophysik Dr. Joachim Stobbe-Kiel, in gleicher Eigenschaft an der Universität Berlin, die Dozentin für organische Chemie an der Technischen Hochschule Aachen Frau Dr.-Ing. Maria Lipp geb. Bredt-Savelsberg zum a. o. Professor ebenda, Direktor Johannes Körting in Dessau zum ord. Professor für Maschinenbau und Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Dozent für Mathematik und mathematisch-technische Grenzgebiete an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr.-Ing. Wilhelm Quade zum a. o. Professor daselbst, der Abteilungsleiter am Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie in Berlin Dr. Kurt Philipp zum a. o. Professor an der Universität Berlin.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Biochemie an der Universität Cambridge (England) Sir Frederick Gowland Hopkins, der ord. Professor für angewandte Mathematik an der Universität Jena Dr. Max Winkelmann.

Gestorben: Der ord. Professor der organischen Chemie an der New York University Rachmer R. Renshaw (durch Unglücksfall).

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. III. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany